

## D3+ イオン入射による液体In中でのDD反応の研究

著者	本多 佑記
学位授与機関	Tohoku University
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/55686">http://hdl.handle.net/10097/55686</a>

修士論文

$D_3^+$  イオン入射による液体 In 中での DD 反応の研究

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻  
本多 佑記

平成 24 年



# 目次

第1章	序論	5
1.1	低エネルギー核反応	5
1.2	本研究の目的	5
第2章	低エネルギー核反応	7
2.1	反応断面積	7
2.2	遮蔽効果	9
2.2.1	反応断面積と遮蔽ポテンシャル	9
2.2.2	様々な環境下での遮蔽効果	10
第3章	D+D 反応とその運動学	17
3.1	分岐比	17
3.2	S-factor	18
3.3	角度分布	19
3.4	D(d,p)T 反応の運動学	21
3.5	立体角の補正	23
第4章	荷電粒子の阻止能	25
4.1	荷電粒子の阻止能	25
4.1.1	高速荷電粒子の電子的阻止能	25
4.1.2	低速荷電粒子の阻止能	26
4.1.3	阻止能の半経験的な取扱い	26
第5章	実験セットアップ	29
5.1	加速器	29
5.2	真空層内セットアップ	31
5.3	検出器と立体角	32
5.4	超音波発生装置	35
5.4.1	振動系	35
5.4.2	発信器	36
5.5	測定回路系	36
5.5.1	測定系の制御	36
5.5.2	エネルギー測定	36
5.5.3	測定時間情報及びビームカレントの取得	36
5.6	ビームカレント	39
5.6.1	ビームカレントの安定性	39
5.6.2	ビームカレント	40

5.7	標的	40
5.7.1	密度	40
5.8	清浄な標的の作成	40
<b>第 6 章</b>	<b>測定結果</b>	<b>43</b>
6.1	エネルギースペクトル	43
6.1.1	バックグラウンド	45
6.1.2	エネルギー校正	50
6.1.3	本測定のエネルギー分解能	54
6.1.4	純粋な液体 In 中での $d(d,p)t$ 反応のスペクトル	56
6.1.5	固体 In 標的時のスペクトルとの比較	58
6.1.6	スペクトルの入射粒子状態依存性	59
6.1.7	エネルギースペクトルの重心、幅	60
6.2	収量	62
6.2.1	収量の算出	62
6.2.2	収量のエネルギー依存性	63
6.2.3	収量のビームカレント依存性	64
6.2.4	収量の入射粒子依存性	66
<b>第 7 章</b>	<b>考察</b>	<b>69</b>
7.1	実験結果のまとめ	69
7.2	実験事実からの考察	70
7.2.1	標的重陽子の運動	70
7.2.2	収量の各種依存性	73
7.3	Cooperative Colliding Model	73
7.3.1	モデルの詳細	73
7.3.2	計算方法及び、パラメータ	74
7.3.3	R をパラメータとした計算結果と、測定結果の比較	77
7.3.4	Cooperative Colliding Model のまとめ	84
<b>第 8 章</b>	<b>結論</b>	<b>85</b>
8.1	まとめ	85
8.2	今後の展望	85
<b>第 9 章</b>	<b>付録</b>	<b>87</b>
9.1	$D(d,p)T$ 反応の運動学	87
9.2	Lab 系における微分散乱断面積	89
9.3	収量のエネルギー依存性	92
9.4	測定されたスペクトル	94
9.5	測定結果表	100

# 第1章 序論

## 1.1 低エネルギー核反応

1 ~ 100 keV 領域で起こる低エネルギー核反応は天体中でのエネルギー生成と元素合成に密接に関与する事から、原子核物理方面からのみではなく、天体物理学方面からも興味注がれて来た。また、核融合炉の実現に向けての研究に於いても、高温プラズマ中での keV 領域の原子核反応の反応率を正確に見積もることが要請されている。このように keV というエネルギー領域の核反応は、天体物理学や核融合の分野との関係が強い。

このような keV 領域での原子核反応は、反応原子核間のクーロン障壁よりもはるかに低いエネルギー領域で生じるため、その断面積はクーロン障壁の透過率が支配的となる。そのため、その反応断面積は入射エネルギーが減少するに従い、指数関数的に減少していく。このことが低エネルギーでの測定を困難にしていた。近年になって衝突エネルギーが数 keV までの実験が可能になり、低エネルギー領域での反応断面積が測定されるようになった。1980 年代、Rofls 等はガス標的において  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  反応を 5 keV 程度の低エネルギー領域まで広げ、測定された結果が高エネルギーからの外挿値よりも大きく、その増幅度はエネルギーを下げるに従って増大する事を発見した [4]。その他の実験でも同様な増大が見られ [5, 6]、これは今日では束縛電子による遮蔽効果として理解されている。これにより、核反応断面積は、原子核の性質のみならず、原子核の置かれている環境にも支配されていることが明らかになった。実験室で行う通常の核反応実験では、標的原子核は原子、分子、あるいは固体状態にあるので、原子核は常に電子による遮蔽効果の影響を受けている。今日では、様々な環境下での遮蔽ポテンシャルが調べられている。[7, 8, 9, 10, 11, 12]

## 1.2 本研究の目的

我々のグループは、十年以上にわたり、金属内部での核融合反応の反応率増大の可能性を調べるため、低エネルギー d+d、あるいは、Li+d 反応の研究を行ってきた。その結果、金属中での遮蔽ポテンシャルは、ガス標的などを用いて求められた遮蔽ポテンシャルよりも遙かに大きな値となることが判明した。しかも、遮蔽ポテンシャルの値が金属の種類に強く依存しており、特に Pd 中で反応が起こる場合に非常に大きな値を示している。金属中では、束縛電子以外の伝導電子による遮蔽効果が期待されるが、一連の研究から得られた遮蔽ポテンシャルは、伝導電子による遮蔽効果を考慮した計算値を大きく上回っている。このことから、金属中では伝導電子による遮蔽効果以外に大きな遮蔽効果をもたらすメカニズムの存在が示唆される。そして更なる遮蔽効果と反応率増大のメカニズムの探索ために、液体金属内部での d+d 反応の研究が行われた [1, 2, 3]。それらの研究の中に非常に奇妙であり、未だ解決されていない問題が存在する。

[2] の中で Yoshida は、液体 Indium 中に置ける異常な d+d 反応を報告している。液体 In 中

での  $d+d$  反応は、固体  $\text{In}$  中とは大きく異なる様相を示し、そのエネルギー・スペクトルも異常なものであった。観測された陽子のスペクトルを図 1.1 に示す。左が液相時、右が固相時の  $E = 70\text{keV}$ ,  $D^+$ ,  $\theta = 125^\circ$  での  $d(d,p)t$  反応のスペクトルであるが、形状もピーク的位置も大きく異なっている。また、[2] の中で入射エネルギー  $0\text{keV}$  付近での、 $d(d,p)t$  反応の数桁以上の反応断面積の増大も報告されている。報告された反応断面積の増大の様子を図 1.2 に示す。桃色の線に対する青色の線の比率が核反応率の増大を表している。 $E_d \leq 5\text{keV}$  以下で 4 桁以上の核反応率の増大が起きていることがわかる。図の縦軸は S-factor と呼ばれる値であり、共鳴状態近傍を除いてはエネルギーの変化に対して非常に緩やかな関数であることが知られている。これらのことから、Yoshida は  $d-d$  間の分子的な共鳴状態の存在が存在すると結論付けた。

この結論は非常に興味深いものではあるが、俄には信じ難いものであった。そして、その後の研究から測定器前面に設置された  $\text{Al}$  の Absorber が異常なスペクトルを引き起こす原因の一因となっていることがわかった。Yoshida が測定した液相時のスペクトルの大部分は  $\text{Al}$  膜で引き起こされたものであった。しかしここから新たな疑問が生じる。液体  $\text{In}$  中への重陽子照射では  $d+d$  反応は生じていないのだろうか？本研究の目的は液体  $\text{In}$  中での  $d+d$  反応の振る舞いを調べることである。

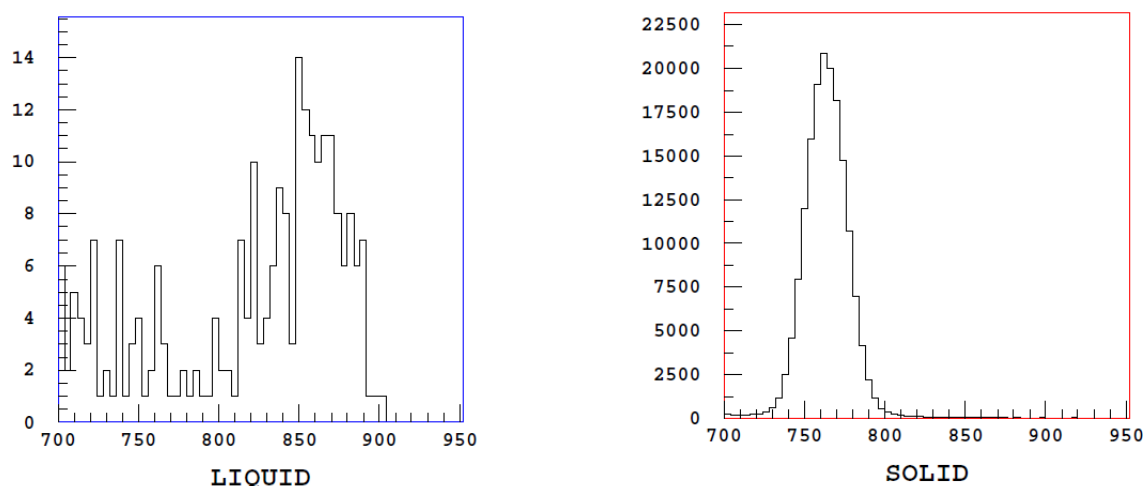


図 1.1: 報告された液体  $\text{In}$  中での  $d(d,p)t$  反応の proton エネルギー・スペクトル (左：液相、右：固相)。横軸は ADC の Channel 数、縦軸は Count 数である。

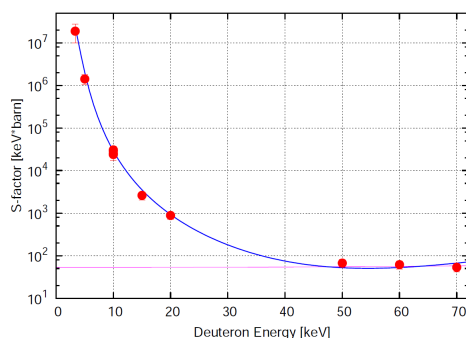


図 1.2: 報告された液体  $\text{In}$  中での  $d(d,p)t$  反応断面積の S-factor。桃色のラインに対する青のラインの比率が反応断面積の増大率となる。

## 第2章 低エネルギー核反応

本研究は入射エネルギーが数～数十 keV の核反応を利用しており、標的核周囲の環境により核反応率がどのように変化するかを調べることを目的としている。従って、その核反応の断面積についての知識は不可欠であり、ここに述べる。

### 2.1 反応断面積

標的核と入射粒子の原子番号をそれぞれ  $Z_1$ 、 $Z_2$  とすると、これらの原子核間のクーロンポテンシャルは次式で表される。

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.1.1)$$

核力の有効距離は数 fm であるので、2 粒子間のポテンシャルの最大値は数 MeV 以上にも及ぶ。入射粒子の運動エネルギーがクーロン障壁よりも低いエネルギー領域での核反応は、入射粒子がトンネル効果によりクーロン障壁を透過することによって生じる。実験で得られる断面積は通常、S-factor を導入し、以下の式で表される。

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\{-2\pi\eta(E)\} \quad (2.1.2)$$

ここで、 $E$  は重心系のエネルギー、 $S(E)$  は astrophysical S-factor、 $\eta(E)$  は Sommerfelt parameter で、

$$\eta(E) = Z_1 Z_2 \alpha \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E}} \quad (2.1.3)$$

で表される [13]。ここで、 $\alpha$  は微細構造定数、 $\mu$  は換算質量である。式 (2.1.2) の指数関数部分は Gamow 因子と呼ばれ、入射核が S 波 ( $l = 0$ ) の時のクーロン障壁に対する透過係数の近似値であり、WKB 近似を用いて以下のように得られる。

$$\exp \left\{ -\sqrt{\frac{8\mu}{\hbar^2}} \int_{R_n}^{R_e} \sqrt{V(r) - E} dr \right\} \approx \exp\{-2\pi\eta\} \quad (2.1.4)$$

$R_n$  は標的核の半径、 $R_e$  は古典的回帰点である。ここで、不定積分、

$$\int \sqrt{a^2 - x^2} dx = \frac{1}{2} \left[ a^2 \sin^{-1} \frac{x}{a} + x \sqrt{a^2 - x^2} \right] \quad (2.1.5)$$

と、

$$\frac{R_n}{R_e} \sim 10^{-3} \ll 1 \quad (2.1.6)$$

という近似を用いた。

$1/E$  の部分は、断面積が核の波束の大きさ  $\pi\lambda^2$  ( $\lambda$  は de Broglie 波長) に比例すること、すなわち、

$$\sigma \propto \lambda^2 \propto \frac{1}{p} \propto \frac{1}{E} \quad (2.1.7)$$



であることによる。これら以外の断面積に対する情報は全て  $S(E)$  に含まれる。S-factor は断面積  $\sigma(E)$  と式 (2.1.2) により関係しており、共鳴状態近傍を除いてはエネルギーの変化に対して非常に緩やかな関数であることが知られている。図 2.1 に式 (2.1.2) から求めた  $D(d,p)T$  反応の断面積を示す。なお、S-factor は Krauss 等 [14] によって報告された、

$$S(E) = 52.9 + 0.019E + 1.92 \times 10^{-3}E^2 \text{ [keV} \cdot \text{barn]} \quad (2.1.8)$$

を用いた。式からも分かるように、断面積の値は重心系のエネルギーの減少と共に指数関数的に減少する。そのため、低エネルギーにおける測定は非常に困難なものとなる。

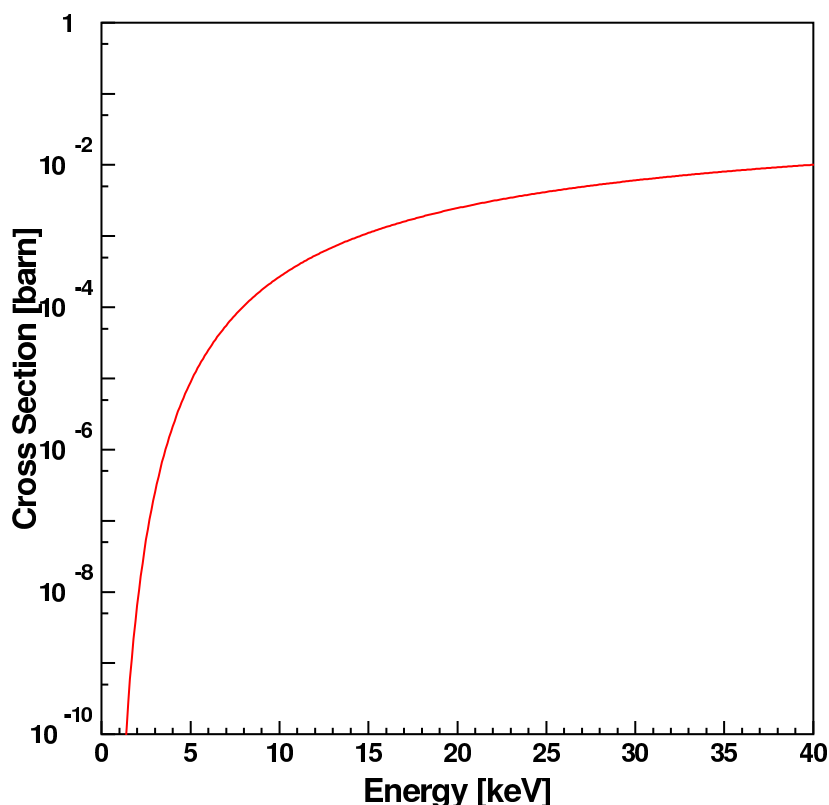


図 2.1:  $d(d,p)t$  反応の断面積。横軸は重心系のエネルギーである。

## 2.2 遮蔽効果

低エネルギー核反応において重要な役割を担う遮蔽効果について述べる。遮蔽効果は裸の原子核同士が核反応を起こす時以外は常に何らかの形で存在し、クーロン障壁よりも圧倒的に低いエネルギー領域では核反応率に大きな影響を与える。

### 2.2.1 反応断面積と遮蔽ポテンシャル

遮蔽効果とは標的核の周囲に存在する電子が標的核と入射角間のクーロン障壁を和らげる効果である。遮蔽効果について、もっとも単純な例をあげる。原子核同士の核反応を考えたとき、標的核が作るクーロンポテンシャルは無限遠まで続いている。しかし標的核が原子であれば標的核の周辺には束縛電子が存在し、その束縛電子の外側では入射核は標的核のクーロンポテンシャルを感じない。図 2.2 に概略図を示す。標的核のクーロンポテンシャルが束縛電子により遮蔽され、クーロン障壁の高さが  $U_s$  だけ減少している。この  $U_s$  を遮蔽ポテンシャルと呼ぶ。ここでは電子の分布を単純化して、半径  $R_A$  の球殻上に一様に分布した場合を示してある。この例における遮蔽ポテンシャルは

$$U_s = - \int_{\infty}^{R_A} \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\epsilon R_A} \quad (2.2.1)$$

となる。ここで、 $Z_1, Z_2$  は入射核、標的核の原子番号である。この効果が存在することによりクーロン障壁の透過確立が増加し、核反応率が増大する。

式 (2.1.2) の透過確率の部分  $P(E)$  と表すと、このような遮蔽効果が存在する場合の透過確率  $P_s(E)$  は遮蔽効果が無いときの透過確率  $P_b(E)$  と遮蔽ポテンシャル  $U_s$  を用いて、

$$P_s(E) = P_b(E + U_s) \quad (2.2.2)$$

となる。このことは式 (2.1.4) において、クーロンポテンシャル  $V(r)$  が  $U_s$  減少することと、入射核の運動エネルギー  $E$  が  $U_s$  増加することが等価であることからわかる。

従って、反応断面積は、

$$\sigma_s(E) = \frac{S(E)}{E} P_s(E) = \frac{S(E)}{E} P_b(E + U_s) \sim \sigma_b(E + U_s) \quad (2.2.3)$$

となる。この時の反応断面積の増加率を  $f(E)$  とすると、

$$f(E) = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} \sim \frac{\sigma_b(E + U_s)}{\sigma_b(E)} \quad (2.2.4)$$

$$\sim \frac{\exp(-2\pi\eta(E + U_s))}{\exp(-2\pi\eta(E))} \quad (2.2.5)$$

$$\sim \exp\left\{\pi\eta(E)\frac{U_s}{E}\right\} \quad (2.2.6)$$

となる。ここで、S-factor はエネルギーに依存しないとし、 $U_s \ll E$  とした。

図 2.3 に、d+d 反応における増加率を、 $U_s = 100, 500, 1000\text{eV}$  それぞれの場合に対して示す。 $U_s = 100\text{eV}$  では  $E_{cm}$  が 5 keV 以下にならないと、ほとんど反応率に影響がないが、 $U_s = 500\text{eV}$  などでは  $E_{cm}$  が 20 keV 程度から差が見え初め、より低いエネルギーでは反応率が著しく増大している事がわかる。

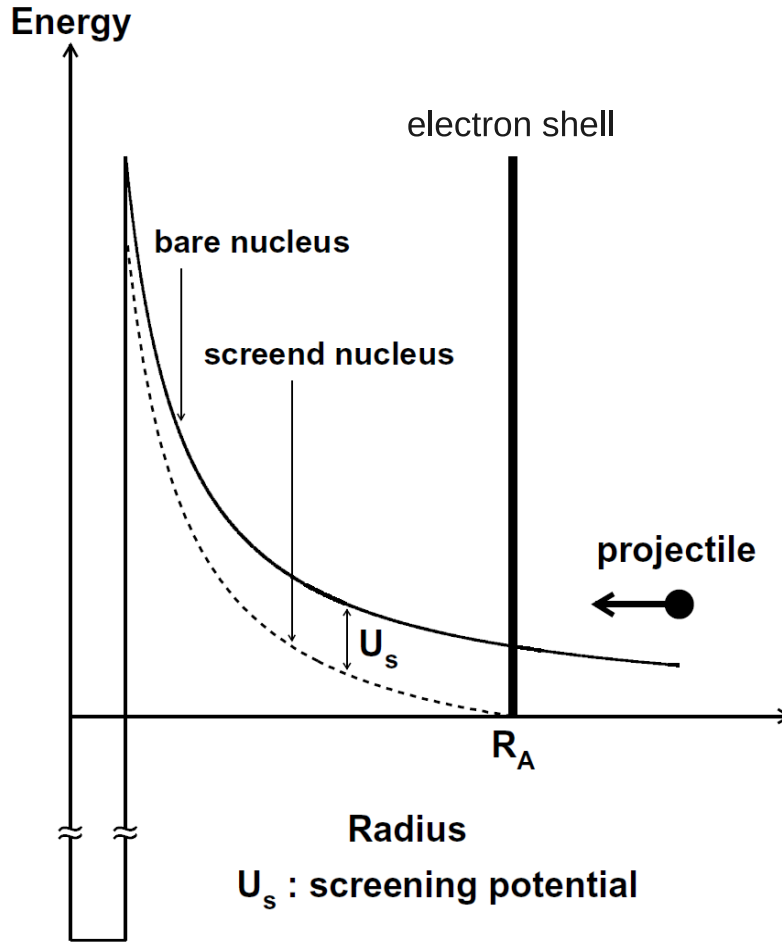


図 2.2: 遮蔽効果によるクーロン障壁の減少の様子。電子殻によって遮蔽されたクーロンポテンシャルの分だけ障壁の高さが減少している。

### 2.2.2 様々な環境下での遮蔽効果

以下に様々な環境下で得られる遮蔽効果について具体的に述べる。

#### 軌道電子による遮蔽効果

ガス標的を用いた核反応の実験では標的核の周囲には標的核に束縛された軌道電子が存在する。この軌道電子による遮蔽効果について述べる。

標的核に束縛された電子による遮蔽ポテンシャルは次の2つの極限が考えられる。1つは、入射粒子が十分に早く、その速度  $v$  が Bohr 速度  $v_0$  にたいして  $v \gg v_0$  な場合 (瞬間近似) である。瞬間近似では標的の束縛電子の軌道が変化すること無く核反応が起こり、このような場合の遮蔽ポテンシャルは、

$$U_s^S = \frac{M_T}{M_p + M_T} \times 2 \times Z_p Z_T \times \epsilon_H \quad (2.2.7)$$

となる [22]。  $M_T, Z_T$ 、及び  $M_p, Z_p$  はそれぞれ標的核と入射核の質量と原子番号、  $\epsilon_H$  は水素原子の 1s 状態の束縛エネルギーである。

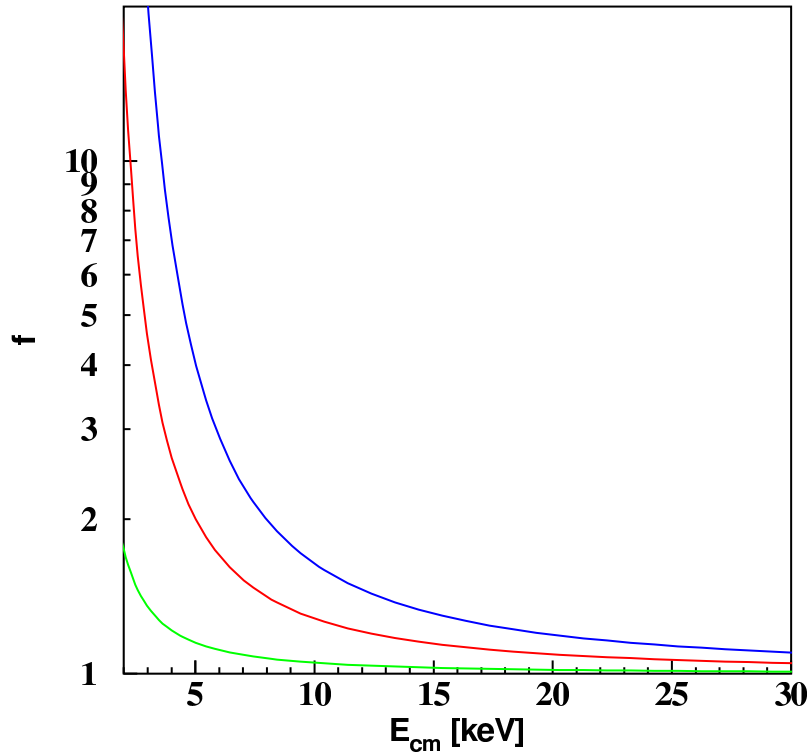


図 2.3: 遮蔽ポテンシャルによる反応率増大の例。緑は  $U_s = 100\text{eV}$ 、赤は  $U_s = 500\text{eV}$ 、青は  $U_s = 1000\text{eV}$  での増大率。横軸は重心系のエネルギーである。

もう一つの極限は、入射粒子が遅く、 $v \ll v_0$  の場合 (断熱近似) である。この場合でも、古典的回帰点での 2 粒子間の核間距離は数  $100\text{fm}$  ~ 数  $1000\text{fm}$  程度であり、分子状態に比べ非常に核間距離が近く、核反応が起こる前に、軌道電子が標的核の束縛状態から入射核と標的核で作られる融合核の束縛状態へと遷移する。この時の遮蔽ポテンシャルは 2 つの束縛状態での束縛エネルギーの差であり、

$$U_s^A = \epsilon_T - \epsilon_{U_A} \quad (2.2.8)$$

となる。ここで、 $\epsilon_T, \epsilon_{U_A}$  はそれぞれ標的原子の電子の束縛エネルギー及び融合核の電子の束縛エネルギーである。これまでにガス標的や  $\text{LiF}$  などの絶縁体標的を用いて、実験的に求められた遮蔽ポテンシャルの値と断熱近似による計算値を Takigawa 等がまとめたものを表 2.1[23] に示す。表の 1 列目は反応の種類、2 列目が実験によって求められた遮蔽ポテンシャル、3 列目が断熱近似による計算値、4 列目が各実験で用いられた最小のエネルギーである。D(d,p)T 反応と  $3\text{He}(\text{d,p})4\text{He}$  反応の結果は断熱近似による計算値と実験誤差の範囲で一致している。しかしながら、他の反応では全て実験値が計算値を大きく上回っている。実験によって求められた遮蔽ポテンシャルを理論的に説明しようと、様々な研究が行われているが、今のところ成功には至っていない。

Reaction	$U_e$ [eV]		$E_{\min}$ [keV]
	Exp.	Theor.	
D(d, p)T	$25 \pm 5$	20	1.62
$^3\text{He}(\text{d}, \text{p})^4\text{He}$	$134 \pm 8$ [2]	119	5.88
	219 [3]		5.0
D( $^3\text{He}$ , p) $^4\text{He}$	$123 \pm 9$	65	5.38
	109 [3]		10.0
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2\text{p})^4\text{He}$	$432 \pm 29$ [7]	240	20.76
$^6\text{Li}(\text{p}, \alpha)^3\text{He}$			10.74
$^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He}$	$420 \pm 120$	186	12.70
$^6\text{Li}(\text{d}, \alpha)^4\text{He}$	(averaged)		14.31
H( $^6\text{Li}, \alpha$ ) $^3\text{He}$			10.94
H( $^7\text{Li}, \alpha$ ) $^4\text{He}$	$350 \pm 80$	186	12.97
D( $^6\text{Li}, \alpha$ ) $^4\text{He}$	(averaged)		15.89
$^{10}\text{B}(\text{p}, \alpha)^7\text{Be}$			18.70
	$430 \pm 80$	346	
$^{10}\text{B}(\text{p}, \alpha)^7\text{Be}$			16.70

表 2.1: これまでに実験によって求められた遮蔽ポテンシャル (Exp.) と断熱近似による計算値 (Theor.) との比較。  $E_{\min}$  は実験での最低エネルギー (重心系)。

## 伝導電子による遮蔽効果

金属には伝導電子が存在するため、金属中での核反応にはそれら電子による遮蔽効果が存在すると考えられる。近年、様々な金属内部で起こる核反応の研究がなされ、金属の種類によっては非常に大きな遮蔽効果が観測されたという報告がなされている [24, 25, 26, 27]。これは伝導電子による遮蔽効果だと考えられており、その効果を評価する方法としては、Thomas-Fermi 近似がある [28]。Thomas-Fermi 近似を用いて、電荷  $Ze$  の粒子が伝導電子の海の中におかれた時にできるクーロンポテンシャルを計算し、そのポテンシャルが核反応中は変化しない (瞬間近似) としたときに得られる遮蔽ポテンシャルを計算する。

電荷  $Ze$  の粒子が伝導電子の海の中におかれた時に生じるクーロンポテンシャル  $\phi(r)$  は、ポアソン方程式：

$$\nabla^2 \phi(r) = -4\pi Ze\delta(r) - 4\pi e\delta n(r) \quad (2.2.9)$$

と表される。ここで、 $\delta n(r)$  は電荷  $Ze$  の粒子によって誘起された電子密度の変化である。この密度変化は、平衡条件

$$\epsilon_F^0 = \epsilon_F(r) - e\phi(r) \quad (2.2.10)$$

$$\epsilon_F(r) = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi n(r))^{\frac{2}{3}} \quad (2.2.11)$$

から求められる。ここで、 $\epsilon_F^0$  は電荷  $Ze$  が存在しない場合の一樣電荷密度  $n_0$  でのフェルミエネルギーであり、 $\epsilon_F(r)$  は局所的なフェルミエネルギーである。 $\epsilon_F(r)$  を  $n_0$  の周りで一次の項までテイラー展開すると、式 (2.2.11) は、

$$\epsilon_F(r) - e\phi(r) \simeq \epsilon_F^0 + \frac{d\epsilon_F^0}{dn_0} (n(r) - n_0) - e\phi(r) = \epsilon_F^0 \quad (2.2.12)$$

となる。式 (2.2.11) から  $d\epsilon_F^0/dn_0 = 2\epsilon_F^0/3n_0$  であるから、電子密度の変化  $\delta n(r)$  は、

$$\delta n(r) = n(r) - n_0 = \frac{3}{2} n_0 \frac{e\phi(r)}{\epsilon_F^0} \quad (2.2.13)$$

となる。従って、式 (2.2.9) は、

$$\nabla^2 \phi(r) = -4\pi Ze\delta(r) - \frac{6\pi n_0 e^2}{\epsilon_F(r)} \phi(r) \quad (2.2.14)$$

となる。これをフーリエ展開を使い解くと、遮蔽ポテンシャル

$$\phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_F}\right) \quad (2.2.15)$$

が求まる。ここで、 $\lambda_F$  は Thomas-Fermi の遮蔽距離と呼ばれるもので、

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{\epsilon_F^0}{6\pi n_0 e^2}} \quad (2.2.16)$$

と表される。 $r \ll \lambda_F$  のところでは

$$\phi(r) \simeq \frac{Ze}{r} - \frac{Ze}{\lambda_F} \quad (2.2.17)$$

となる。古典的回帰点が  $\lambda_F$  よりも十分内側にある場合は、クーロン障壁が一定値減少していたとして透過率を評価できる。この減少分が遮蔽ポテンシャルであり、伝導電子による遮蔽

$$U_{ce} = \frac{Ze}{\lambda_F} \quad (2.2.18)$$

となる。

Rolfs 等は、様々な金属、半導体、絶縁体をホスト物質として用いて d+d 反応の遮蔽ポテンシャル測定を行った [27]。彼らが求めた遮蔽ポテンシャルの一覧を図 2.2 に示す。1 列目はホスト物質の種類であり、2 列目は実験より求めた遮蔽ポテンシャル、3 列目は重陽子の溶解度、4,5 列目は実効的な電子、ホール密度である。この表から、固体中の遮蔽効果は標的物質依存性が非常に大きく、金属中では遮蔽ポテンシャルが大きく、逆に絶縁体や半導体では有意な結果としては観測されていないことが分かる。

### デバイモデルによる遮蔽効果

液体金属中では伝導電子に加え、正イオンも自由に動けるようになる。よって、この自由に動ける正イオンによる遮蔽効果が新たに加わると考えられる。これによる遮蔽効果について述べる。正イオンによる遮蔽効果を評価する簡単な方法としては、Debye の方法がある [29]。

注目する原子核が電荷  $Ze$  を持つとすると、周りの電荷  $Z_{ion}e$  を持つ荷電粒子により遮蔽された静電ポテンシャル  $\phi$  はポアソン方程式

$$\nabla^2 \phi(r) = -4\pi Ze\delta(r) - 4\pi Z_{ion}e\delta\rho(r) \quad (2.2.19)$$

で表される。ここで、 $\delta\rho(r)$  は注目する原子核の存在により誘起された荷電粒子の密度変化である。熱力学的に平衡にあるとすると、この密度変化  $\delta\rho(r)$  は Boltzmann 分布を用いて、

$$\delta\rho(r) = n_0 \exp\left\{-\frac{Z_{ion}e\phi(r)}{k_B T}\right\} - n_0 \quad (2.2.20)$$

$$\simeq -\frac{Z_{ion}en_0\phi(r)}{k_B T} \quad (2.2.21)$$

となる。ここで  $n_0$  は注目する原子核が存在しない場合の荷電粒子の一樣密度である。また、

$$\left|-\frac{Z_{ion}en_0\phi(r)}{k_B T}\right| \ll 1 \quad (2.2.22)$$

を仮定して指数部分を一次で展開している。この  $\delta\rho(r)$  を式 (2.2.19) に代入すると、微分方程式

$$\nabla^2 \phi(r) + \frac{4\pi n_0 (Z_{ion}e)^2}{k_B T} \phi(r) = -4\pi Ze\delta(r) \quad (2.2.23)$$

が得られる。これをフーリエ展開を用いて解くと、遮蔽ポテンシャル

$$\phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.2.24)$$

が求まる。ここで、 $\lambda_D$  はデバイの遮蔽距離と呼ばれるもので、

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_0 (Z_{ion}e)^2}} \quad (2.2.25)$$

と表される。伝導電子による遮蔽効果と同様に、古典回帰点が  $\lambda_D$  よりも十分内側にある場合は、入射粒子の電荷を  $Z_p$  とすると、

$$U_{ion} = \frac{ZZ_p e^2}{\lambda_D} \quad (2.2.26)$$

となる。



**Table 1.** Summary of results<sup>(a)</sup>.

Material	$U_e$ (eV) <sup>(b)</sup>	Solubility $1/x$ <sup>(c)</sup>	$n_{\text{eff}}$ <sup>(b)</sup>	$n_{\text{eff}}$ (Hall) <sup>(d)</sup>
Metals				
Be	180±40	0.08	0.2±0.1	(0.21±0.04)
Mg	440±40	0.11	3.0±0.5	1.8±0.4
Al	520±50	0.26	3.0±0.6	3.1±0.6
V	480±60	0.04	2.1±0.5	(1.1±0.2)
Cr	320±70	0.15	0.8±0.4	(0.20±0.04)
Mn	390±50	0.12	1.2±0.3	(0.8±0.2)
Fe	460±60	0.06	1.7±0.4	(3.0±0.6)
Co	640±70	0.14	3.1±0.7	(1.7±0.3)
Ni	380±40	0.13	1.1±0.2	1.1±0.2
Cu	470±50	0.09	1.8±0.4	1.5±0.3
Zn	480±50	0.13	2.4±0.5	(1.5±0.3)
Sr	210±30	0.27	1.7±0.5	
Nb	470±60	0.13	2.7±0.7	(1.3±0.3)
Mo	420±50	0.12	1.9±0.5	(0.8±0.2)
Ru	215±30	0.18	0.4±0.1	(0.4±0.1)
Rh	230±40	0.09	0.5±0.2	(1.7±0.4)
Pd	800±90	0.03	6.3±1.3	1.1±0.2
Ag	330±40	0.14	1.3±0.3	1.2±0.3
Cd	360±40	0.18	1.9±0.4	(2.5±0.5)
In	520±50	0.02	4.8±0.9	
Sn	130±20	0.08	0.3±0.1	
Sb	720±70	0.13	11±2	
Ba	490±70	0.21	9.9±2.9	
Ta	270±30	0.13	0.9±0.2	(1.1±0.2)
W	250±30	0.29	0.7±0.2	(0.8±0.2)
Re	230±30	0.14	0.5±0.1	(0.3±0.1)
Ir	200±40	0.23	0.4±0.2	(2.2±0.5)
Pt	670±50	0.06	4.6±0.7	3.9±0.8
Au	280±50	0.18	0.9±0.3	1.5±0.3
Tl	550±90	0.01	5.8±1.2	(7.4±1.5)
Pb	480±50	0.04	4.3±0.9	
Bi	540±60	0.12	6.9±1.5	
Semiconductors				
C	≤ 60	0.35		
Si	≤ 60	0.23		
Ge	≤ 80	0.56		
Insulators				
BeO	≤ 30	0.25		
B	≤ 30	0.38		
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	≤ 30	0.27		
CaO <sub>2</sub>	≤ 50	0.60		
Groups 3 and 4				
Sc	≤ 30	1.4		
Ti	≤ 30	1.3		
Y	≤ 70	1.8		
Zr	≤ 40	1.1		
Lu	≤ 40	1.5		
Hf	≤ 30	1.8		
Lanthanides				
La	≤ 60	0.6		
Ce	≤ 30	1.3		
Pr	≤ 70	0.9		
Nd	≤ 30	0.7		
Sm	≤ 30	1.3		

表 2.2: Rolf 等が測定した固体中での遮蔽ポテンシャルの標的物質依存性。1 列目はホスト物質の種類であり、2 列目は実験より求めた遮蔽ポテンシャル、3 列目は重陽子の溶解度、4,5 列目は実効的な電子、ホール密度である。

## 第3章 D+D 反応とその運動学

本研究は液体 In 中の  $d(d,p)t$  反応の振る舞いを調べるものである。従って、 $d(d,p)t$  反応を研究する上で必要となる知識をここに記す。

### 3.1 分岐比

D+D 反応は、

$$D + D \rightarrow {}^3_2\text{He} + n + 3.27\text{MeV} \quad (3.1.1)$$

$$D + D \rightarrow {}^3_1\text{T} + p + 4.03\text{MeV} \quad (3.1.2)$$

$$D + D \rightarrow {}^4_2\text{He} + \gamma + 23.8\text{MeV} \quad (3.1.3)$$

の3つのチャンネルが存在するが、その分岐比は原子核が裸の状態での DD 反応において、 $(3.1.1) : (3.1.2) : (3.1.3) \approx 1 : 1 : 10^{-7}$  とされる。これは (3.1.1) と (3.1.2) が強い相互作用で起こり、(3.1.3) が電磁相互作用で起こるためである。(3.1.1) と (3.1.2) の分岐比は Cecil によってまとめられており、図 3.1 に示す [15]。図 3.1 は  $D(d,p)T$  反応と  $D(d,n){}^3\text{He}$  反応の収量比のエネルギー依存性を表しており、横軸は重心系のエネルギー、縦軸は収量比である。本研究のエネルギー領域 ( $E_d \leq 20$ ) では収量比はほぼ 1 である事が分かる。

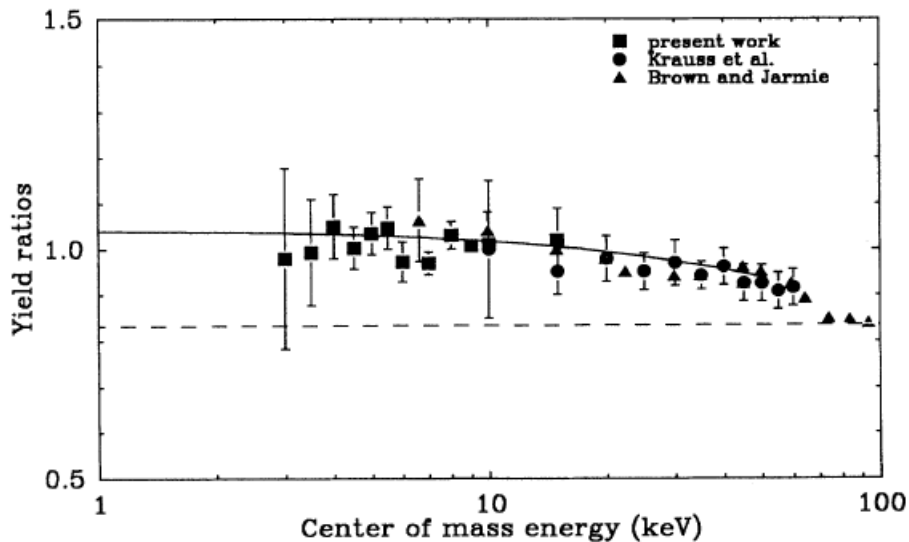


図 3.1: Cecil がまとめた、 $D(d,p)T$  反応と  $D(d,n){}^3\text{He}$  の収量比率。

### 3.2 S-factor

反応断面積の幾可学的因子と Gamow 因子以外の効果は全て S-factor に含まれており、一般には核反応断面積を測定、または計算し、定義式 (2.1.2) から直接 S-factor を決定する。つまり

$$S(E) = E \exp\{2\pi\eta(E)\}\sigma(E) \quad (3.2.1)$$

である。裸の原子核同士の実験により断面積を測定するのが望ましいが、裸の原子核を標的として用いることは難しい。また、先に示したように断面積はエネルギーの減少に伴い指数関数的に減少するため、低エネルギーではわずかなエネルギーのふらつきが断面積に大きな影響を与える。例として、 $E_d = 10 \pm 0.5 \text{ keV}$  の時、断面積の不確かさは  $\Delta\sigma/\sigma \sim 40\%$  である。従って、エネルギーロスなどの系統誤差を減らす努力が必要となる。

Krauss 等 [14] は系統誤差が大きくなる窓材を使わずにガス標的を用いることに成功し、重心系のエネルギーで  $2.98 \sim 162.5 \text{ keV}$  の範囲で S-factor を求めている。測定結果を図 3.2 に示す。a は  $D(d, p)T$  反応、b は  $D(d, n)^3\text{He}$  についての測定データである。測定データを二次関数で fit し S-factor を求めており、

$$D(d, p)T : S(E) = 52.9 + 0.019E + 1.92 \times 10^{-3}E^2 \text{ [keV} \cdot \text{barn]}$$

$$D(d, n)^3\text{He} : S(E) = 49.7 + 0.170E + 2.12 \times 10^{-3}E^2 \text{ [keV} \cdot \text{barn]}$$

を得ている。図の実線は fit の結果である。

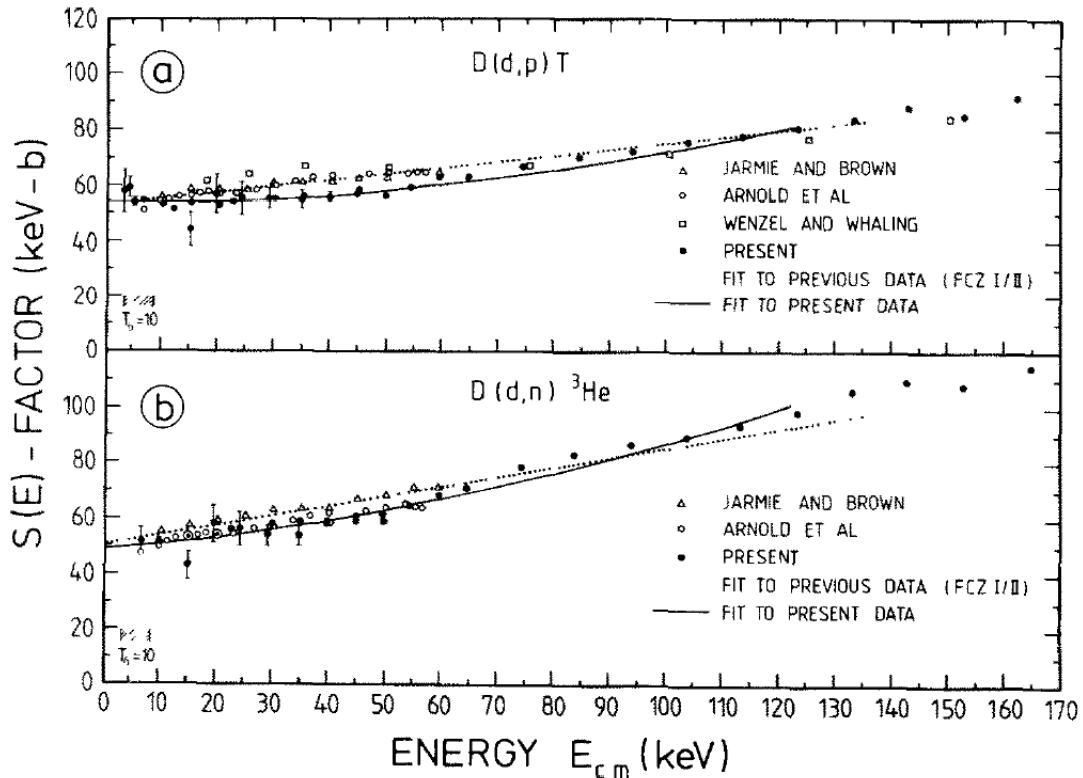


図 3.2: Krauss が測定した  $D(d, p)T$  反応 (上) と  $D(d, n)^3\text{He}$  反応 (下) の S-factor。黒点は  $100 \text{ keV}$ 、白点は  $360 \text{ keV}$  の加速器で測定されており、データを連結している。実線は fit の結果を示す。

### 3.3 角度分布

$d(d,p)t$  反応や  $d(d,n)^3\text{He}$  反応はスピン 1 の粒子 2 つからスピン 1/2 の粒子が 2 つ生じる反応のため、粒子の放出方向に角度分布を持つ。角度分布はルジャンドル多項式により

$$W(\theta) = 1 + \sum_k a_k(E) P_k(\cos \theta) \quad (3.3.1)$$

で表すことができる。また、ルジャンドル多項式は以下の式で表される。

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad (3.3.2)$$

DD 反応は入射チャンネルにおいて同種ボソンの関与する反応であるため、角度分布は  $\theta = 90^\circ$  で対称となり、偶数次のルジャンドル多項式のみで表される。D(d,p)T 反応の角度分布は Krauss 等 [14] により測定されており、測定結果を  $n=4$  の項までで fit し  $a_2, a_4$  の値を求めている。その結果を図 3.3, 3.4 に示す。図 3.3 は入射エネルギーごとの角度分布を表していて、 $E_d = 15\text{keV}$  ではほとんど核分布がないが、 $E_d = 50\text{keV}$  では  $\theta = 0^\circ$  と  $\theta = 90^\circ$  で約 40% 程度の違いが出ていることがわかる。

本実験のエネルギー領域 ( $E \leq 20\text{keV}$ ) では、角度分布は二次の項までで十分に表現でき、

$$W(\theta) \sim 1 + \frac{a_2}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (3.3.3)$$

である。

図 3.4 の値は表 3.1 のように与えられており、本研究では、 $0 \leq E_{cm} \leq 60$  の範囲を fit し、得た

$$D(d,p)T : a_2 \sim 0.043 E_{cm}^{0.55}$$

$$D(d,n)^3\text{He} : a_2 \sim 0.054 E_{cm}^{0.61}$$

を使用する。

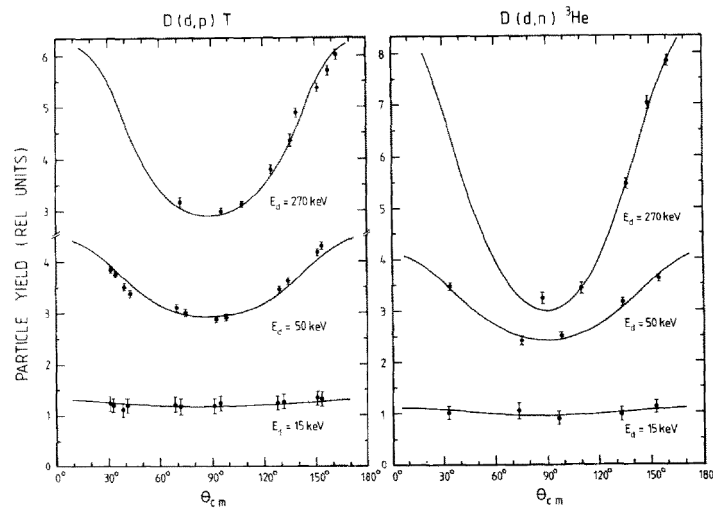


図 3.3: Krauss が測定した D(d,p)T 反応 (左) と D(d,n) $^3\text{He}$  反応 (右) の角度分布の fit の様子。角度は重心系だが、エネルギー  $E_d$  は実験室系で示されている。

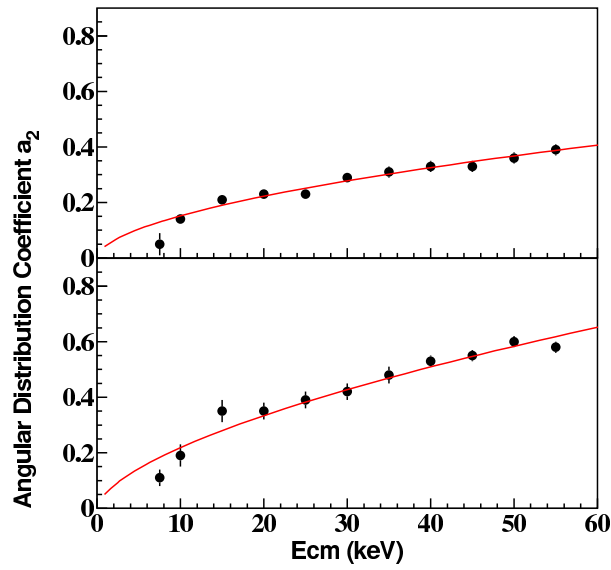


図 3.4: Krauss が測定した  $D(d,p)T$  反応 (上) と  $D(d,n)^3\text{He}$  反応 (下) の  $a_2$  のエネルギー依存性。それぞれ  $0 \leq E_{cm} \leq 60$  の範囲で fit を行っている。

TABLE 1  
Angular distribution coefficients  $a_k$  <sup>a)</sup>

$E_{\text{lab}}^{\text{b)}}$ (keV)	D(d, p)T		D(d, n) <sup>3</sup> He	
	$a_2$	$a_4$	$a_2$	$a_4$
15	$0.05 \pm 0.04$	$\leq 0.03$	$0.11 \pm 0.03$	$\leq 0.04$
20	$0.14 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.03$	$0.19 \pm 0.04$	$-0.04 \pm 0.05$
30	$0.21 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.05$
40	$0.23 \pm 0.01$	$0.01 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.03$	$0.00 \pm 0.05$
50	$0.23 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.03$	$0.39 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.05$
60	$0.29 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.03$	$0.42 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.02$
70	$0.31 \pm 0.02$	$0.04 \pm 0.03$	$0.48 \pm 0.03$	$0.03 \pm 0.03$
80	$0.33 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.03$	$0.53 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.03$
90	$0.33 \pm 0.02$	$0.04 \pm 0.03$	$0.55 \pm 0.02$	$0.04 \pm 0.02$
100	$0.36 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.02$
110	$0.39 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.03$	$0.58 \pm 0.02$	$0.05 \pm 0.05$
130	$0.44 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.03$	$0.63 \pm 0.03$	$0.06 \pm 0.05$
150	$0.45 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.03$	$0.66 \pm 0.03$	$0.07 \pm 0.05$
170	$0.49 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.05$
190	$0.55 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.02$	$0.73 \pm 0.03$	$0.11 \pm 0.05$
210	$0.54 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.02$	$0.74 \pm 0.03$	$0.10 \pm 0.05$
230	$0.57 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.02$	$0.75 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.06$
250	$0.60 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.04$	$0.78 \pm 0.03$	$0.11 \pm 0.06$
270	$0.60 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.02$	$0.76 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.06$
290	$0.62 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.03$	$0.78 \pm 0.03$	$0.03 \pm 0.06$
310	$0.58 \pm 0.02$	$0.17 \pm 0.03$	$0.69 \pm 0.03$	$0.10 \pm 0.07$
330	$0.67 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.02$	$0.82 \pm 0.03$	$-0.12 \pm 0.08$

<sup>a)</sup> One standard deviation error. Runs carried out at the same energy have been averaged.

<sup>b)</sup> Incident energy.

表 3.1: Krauss が測定した  $D(d,p)T$  反応と  $D(d,n)^3\text{He}$  反応の  $a_2, a_4$  のエネルギー依存性。エネルギー  $E_d$  は実験室系で示されている。

### 3.4 D(d,p)T 反応の運動学

後に示す実験結果より、本研究においての標的粒子は静止しておらず、三次元的な運動をしていることが示唆されている。そのため、標的が自由な運動をしている d(d,p)t 反応の運動学をここに示す。本章では結果のみを示し、詳細な計算は付録に示す。

3次元平面での2体反応A(B,C)Dを考える。粒子A,B,C,Dそれぞれの質量を  $m_i (i = A, B, C, D)$ 、運動エネルギーを  $E_i$ 、粒子の進行方向を  $\theta_i, \phi_i$ 、反応のQ値 ( $= m_A + m_B - m_C - m_D$ ) をQとする。粒子Aの進行方向を  $\theta_A = 0, \phi_A = 0$  と固定したとき、粒子CのLab系における運動エネルギーは以下の式で表される。

$$E_C(E_A, E_B, \theta_B, \phi_B, \theta_C, \phi_C) = E_{CCM} \left\{ \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta'} - \gamma \cos \theta' \right\}^2 \quad (3.4.1)$$

$$\gamma^2 \equiv \frac{\frac{1}{2} m_C |\vec{\beta}|^2}{E_{CCM}} \quad (3.4.2)$$

ここで

$$E_{CM} = \frac{m_B E_A + m_A E_B - 2 \cos \theta_B \sqrt{m_A m_B E_A E_B}}{m_A + m_B} \quad (3.4.3)$$

$$E_{CCM} = \frac{m_D}{m_C + m_D} (Q + E_{CM}) \quad (3.4.4)$$

$$|\vec{\beta}|^2 = \frac{2m_A E_A + 2m_B E_B + 4\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}{(m_A + m_B)^2} \quad (3.4.5)$$

$$\cos \theta' = - \frac{\sqrt{2m_B E_B} \sin \theta_B \sin \theta_C \cos(\phi_C - \phi_B) + \cos \theta_C (\sqrt{2m_B E_B} \cos \theta_B + \sqrt{2m_A E_A})}{\sqrt{2m_A E_A + 2m_B E_B + 4\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}} \quad (3.4.6)$$

である。

図 3.5 は標的粒子が静止している ( $E_B = 0 \text{ keV}$ ) 際の  $E_A = 20 \text{ keV}$  での proton エネルギーの放出角度依存性である。固体金属を標的にした際の d(d,p)t 反応の proton エネルギーはこのようになる。

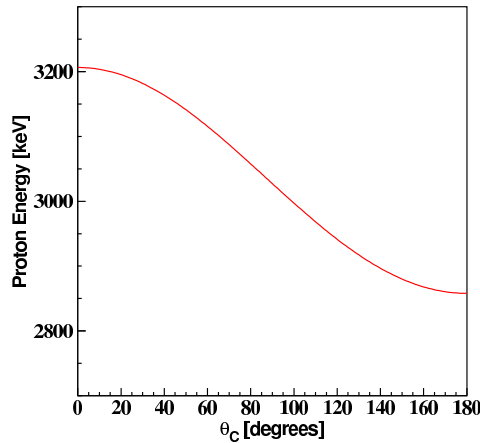


図 3.5:  $E_A = 20 \text{ keV}$ 、粒子 B 静止時 ( $E_B = 0 \text{ keV}$ ) の Proton エネルギーの放出角依存性。

図 3.6 は標的粒子が静止している ( $E_B = 0\text{keV}$ ) 際の  $\theta_C = 124^\circ$ (青),  $142^\circ$ (赤) の時の、proton エネルギーの入射エネルギー依存性である。後述するが、 $\theta_C = 124, 142^\circ$  は本実験において検出器を設置している角度である。固体金属を標的にした際の  $d(d,p)t$  反応の proton エネルギーはこのようなになる。

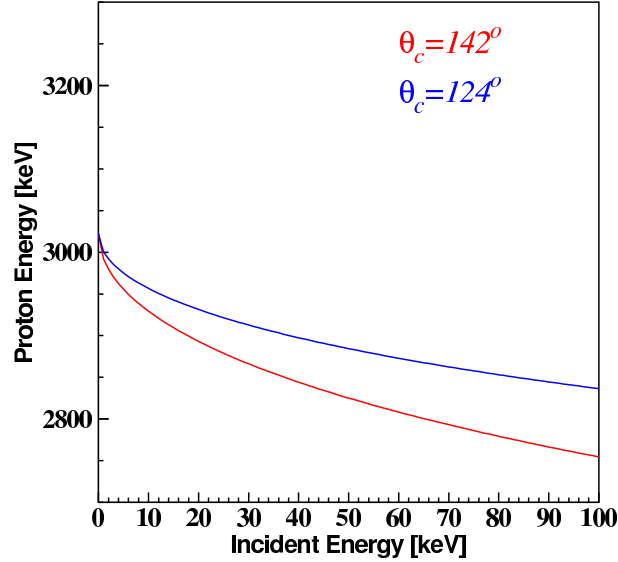


図 3.6: 粒子 B 静止時 ( $E_B = 0\text{keV}$ ) の Proton エネルギーの入射重陽子エネルギー依存性。赤線は  $\theta_C = 142^\circ$ 、青線は  $\theta_C = 124^\circ$  である。

図 3.7 は標的粒子が  $E_B = 20\text{keV}$  で運動しており、 $E_A = 20\text{keV}$  の時に  $\theta_C = 142^\circ, \phi_C = 0^\circ$  に放出される proton エネルギーの標的粒子の運動方向依存性である。赤が  $\phi_B = 0^\circ$ 、青が  $\phi_B = 180^\circ$  である。 $\phi_B$  の向きにより、CM 系の Lab 系における進行方向が変わるため、標的粒子が運動している際は  $\phi_B$  に対する依存性が生じる。

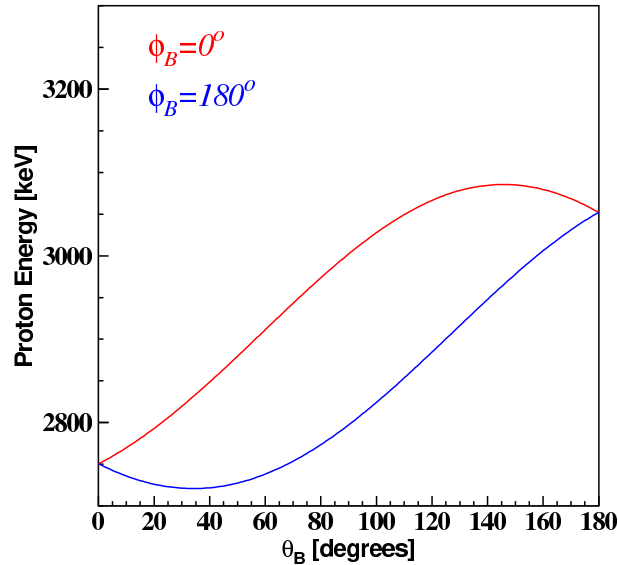


図 3.7:  $E_A = 20\text{keV}, E_B = 20\text{keV}, \theta_C = 142^\circ, \phi_C = 0^\circ$  の時の Proton エネルギーの、標的粒子の運動方向依存性。赤線は  $\phi_B = 0^\circ$ 、青線は  $\phi_B = 180^\circ$  である。

### 3.5 立体角の補正

本研究では実験室系で標的が運動していることが示唆されているため、CM系の軸の方向が一意ではない。従って、三次元の運動学の計算から求める必要があるが、非常に煩雑となったため計算過程と結果は付録に示し、ここでは標的が静止している際の立体角の補正のみを述べる。なお、 $E_B = 0$  を付録の結果に代入することにより、同様な結果を得ることができる。

重心系における微分散乱断面積は既知であり、2.1節の断面積と3.3節の角分布にしたがう。重心系と実験室系における立体角の比を用いて、Lab系における微分散乱断面積は以下のように与えられる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{Lab}} \quad (3.5.1)$$

$d\Omega_{CM}/d\Omega_{Lab}$  は立体角比と呼ばれ、 $K_{Omega}$  とおくと、

$$K_{\Omega} = \frac{(1 + 2\gamma \cos \theta_{CM} + \gamma^2)^{3/2}}{|1 + \gamma \cos \theta_{CM}|} \quad (3.5.2)$$

$$\cos \theta_{CM} = -\gamma \sin^2 \theta_{Lab} + \cos \theta_{Lab} \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_{Lab}} \quad (3.5.3)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{m_1 m_3 (m_3 + m_4) E_{cm}}{m_2 m_4 (m_1 + m_2) (E_{cm} + Q)}} \quad (3.5.4)$$

$$E_{CM} = \frac{m_2 E_1}{m_1 + m_2} \quad (3.5.5)$$

ここで、 $m_1, m_2, m_3, m_4$  はそれぞれ入射核、標的核、生成核の質量であり、 $E_1$  は入射エネルギー、 $E_{CM}$  は重心系のエネルギー、 $Q$  は Q-Value である。

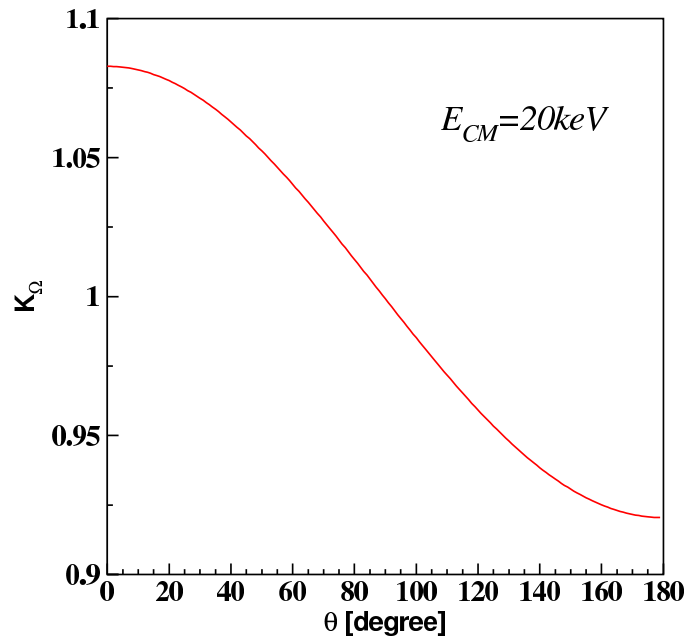


図 3.8:  $d(d,p)t$  反応の、重心系と実験室系での立体角比。  $E_{CM}=20\text{keV}$  の時の proton に対する立体核比、横軸は放出角度である。





## 第4章 荷電粒子の阻止能

標的が入射ビームを止めるのに十分な厚さを持つときの Yield は、

$$\begin{aligned} Yield &= n_d \int_0^X N_d(x) \sigma(x) dx \\ &= n_d \int_0^{E_d} N_d(E) \sigma(E) \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \end{aligned}$$

で与えられる。今回の実験ではこの様な Yield が得られる。ここで、 $n_d$  は入射重陽子数、 $X$  は入射重陽子の物質内での飛程、 $N_d(x)$  は深さ  $x$  での標的重陽子密度である。解析的に実験結果を理解するためには、 $dE/dx$  に関する知識が不可欠である。従って、以下に阻止能について述べる。

### 4.1 荷電粒子の阻止能

荷電粒子が物質中に入射すると、物質内原子系との相互作用によって運動エネルギーを失い、やがては停止する。荷電粒子の進行方向に沿った単位長さあたりの損失エネルギーをその物質の阻止能 (stopping power) と呼び、 $dE/dx$  で表す。阻止能は力の次元を持ち、力学における摩擦力に相当する。

非相対論的領域の荷電粒子の阻止能は、荷電粒子の相互作用の主な相手が物質中の電子であるか原子核であるかによって、それぞれ電子的阻止能と核的阻止能に分けて考えることができる。粒子のエネルギー損失はこれら 2 種類の阻止能の和である。電子的阻止能は入射粒子が失った運動エネルギーが標的中の電子に移行する過程であり、電子状態が変化する非弾性散乱による。核的阻止能は入射粒子が失った運動エネルギーが標的原子に移行する過程であり、入射粒子と標的原子の両方の電子状態が変化しない弾性衝突による。

一般に核的阻止能は、入射粒子の速度が標的中の束縛電子の平均速度よりもはるかに小さい時 ( $\sim$  数百 eV) に優勢になり、それ以上の速度では電子的阻止能の方が圧倒的に支配的である。従って、本研究においては電子的阻止能が重要となる。

#### 4.1.1 高速荷電粒子の電子的阻止能

高速荷電粒子の阻止能は、Bohr の半古典的計算に始まり、それを量子力学的・相対論的に計算したのが、Bethe-Bloch の公式

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_0^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} B \quad (4.1.1)$$

である。ここで、

$$B \equiv \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (4.1.2)$$

であり、現在では式 (4.1.2) に密度補正や、殻補正など様々な補正項が取り入れられている [16]。ここで、 $N_A$  はアボガドロ数、 $r_0$  は電子古典半径  $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$ 、 $T_{max}$  は一回の衝突での最大移行エネルギーである。パラメータ  $I$  は吸収物質原子の平均励起エネルギーを表し、それぞれの物質に固有に決められる量であるが、近似的に、

$$I \approx 16Z^{0.9} \quad (4.1.3)$$

と置くことができる。式 (4.1.1) からわかるように、高速荷電粒子の阻止能は、定性的には

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{E} \quad (4.1.4)$$

となり、入射粒子のエネルギーに反比例する。

高速荷電粒子のエネルギー損失過程は、主に物質中の電子を励起、イオン化させる過程である。Bethe-Bloch の式は proton や  $\alpha$  粒子に対して、相対論領域から  $\beta \simeq 0.1$  までの領域に対しては、数%の精度で正しいとされている。しかし、Bohr の計算や Bethe-Bloch の式は電子が静止しているという近似が成り立つ場合でのみ適応でき、これ以下のエネルギー領域においては適応することができない。

#### 4.1.2 低速荷電粒子の阻止能

低エネルギー側の理論については、Fermi-Teller によって提案された [17]。Fermi は標的を縮退した電子のプラズマと見なし、動的な分極過程とエネルギー損失を考察している。入射粒子の速度  $v$  が、電子の最高速度  $V_F$  よりも遅い場合、一度の衝突で変化する速度は  $v$  程度であるとみなせる。ここで、 $V_F$  は Fermi 面上の電子の速度 (Fermi 速度) である。

自由電子ガスは縮退しているため、衝突後の電子の速度が Fermi 速度以下になることは Pauli 原理より禁止される。従って、衝突可能な電子は、Fermi 面近傍の電子に限られる。さらに、Pauli 原理により禁止されない衝突はエネルギー移行が正でなければならないため、衝突によるエネルギー移行は、

$$E = \frac{1}{2} \{ (V_F + v)^2 - V_F^2 \} \sim V_F v \quad (4.1.5)$$

の程度と見積もられる。このような議論から、最終的に

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{3\pi} \frac{m_e^2 c^4 v}{\hbar^2} \ln \left( \frac{\hbar v_o}{e^2} \right) \quad (4.1.6)$$

が得られる。上式は Fermi 速度以下において実験値を良く再現する。従って、低速荷電粒子の阻止能は、定性的には

$$-\frac{dE}{dx} \propto \sqrt{E} \quad (4.1.7)$$

となり、入射粒子のエネルギーの平方根に比例する。

#### 4.1.3 阻止能の半経験的な取扱い

現在までに阻止能の極大値付近での挙動を正確に与える理論は提唱されていない。従って、実用上は半経験的に何らかの関数型で実験値を fit し、阻止能のエネルギー依存性を決定する。

Ziegler 等は膨大な量の阻止能に関数するデータを系統的に整理し、実験値を最も良く再現する半経験則を確立した。阻止能は極大値を境にして、 $S_{Low}$  と  $S_{High}$  に分離して扱い、Varelas の方式 [20] で両者を

$$S = \frac{S_{Low}S_{High}}{S_{Low} + S_{High}} \quad (4.1.8)$$

と連結した。具体的な関数型は、核子あたりのエネルギーを用いて、

$$S_{Low} = a_1 E^{0.45} \quad (4.1.9)$$

$$S_{High} = \frac{a_2}{E} \ln \left( 1 + \frac{a_3}{E} + a_4 E \right) \quad (4.1.10)$$

としている。低エネルギー及び高エネルギーでの阻止能をこの様に記述できるのは式 (4.1.7), (4.1.4) による。各計数  $a_i (i = 1 \sim 4)$  は実験値を最も良く再現するように選ばれ、データベース化されている [18, 19]。

本実験で用いる  $\ln$  に対しては

$$S_{Low} = 7.024 E^{0.45} \quad (4.1.11)$$

$$S_{High} = \frac{1.101 \times 10^{-4}}{E} \ln \left( 1 + \frac{370.9}{E} + 0.00454 E \right) \quad (4.1.12)$$

でとして与えられており、本研究においては上記の阻止能を採用する。図 4.1 に Indium 中での水素同位体に対する阻止能を示す。横軸は核子あたりのエネルギーであり、縦軸が阻止能である。入射エネルギー  $100 \text{ keV/AMU}$  辺りで極大値をとっている。

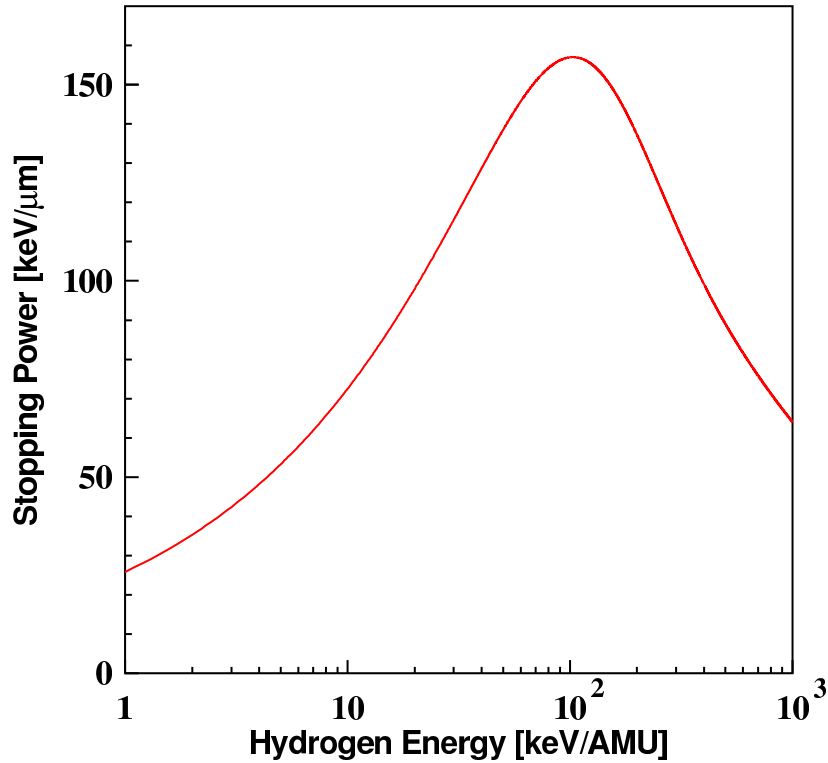


図 4.1: 計算により得られた Indium 中での、水素同位体に対する阻止能のエネルギー依存性。横軸は核子あたりのエネルギーである。



## 第5章 実験セットアップ

### 5.1 加速器

実験は東北大学電子光物理学研究センターにある大強度イオン照射装置を用いて行った。概略を図 5.2 に示す。大強度イオン照射装置は、1keV~100keV の陽子・重陽子ビームを 1mA という大電流で照射することを目的に設計されている。イオン源にはデュオプラズマ型イオン源を使用している。熱陰極アーク放電により重水素から電子を剥ぎ取ることで作り出したプラズマを磁場によって閉じ込め、そのプラズマ境界層から 25~28keV の電圧でイオンを引き出しビームを発生させる。このイオン源は使用するガスを変更することでビーム粒子を変更することができるが、本研究では重陽子ビームのみを用いた。イオン源内では  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$  などのイオンが発生するため、分析電磁石を用いて運動量分析をし、使用するイオンを選び出す。また、その時同時にビームの水平方向の軌道調整を行う。垂直方向のビーム軌道調整は Y ステアラーによって行われ、2つのアインツェルレンズでビームを収束させる。引き出し電圧で加速されたイオンは、加速・減速電極で要求されるエネルギーまで加速、または減速される。電極の主電源にはふらつきが 0.01% 以下の精度で 80 kV の電圧が供給出来る電源が使用されている。イオンビームの入射エネルギーは、イオン源とアースの電位差を合計 1000M $\Omega$  の抵抗を介して電流値を直読する事で測定している。実験中の加速エネルギーの読み値は最大  $\pm 100V$  の範囲で安定していた。本実験においては主に  $D_3^+$  ビームを使用していたため、重陽子一つ辺りのエネルギーのふらつきは最大でも  $\pm 33eV$  程度となる。加速・減速電極を通った後、イオンビームは真空散乱槽 1 へ入射される。真空散乱槽 1 を通過したイオンビームは、10mm のスリットを通り、再び2つのアインツェルレンズで収束され、真空槽 2 の直前に設置された偏向電磁石によって鉛直方向に 60 曲げられる。これにより、再度イオンの選別と、中性粒子を取り除く事が出来る。その後、6mm のスリットを通り、以後に示す様にファラデーカップ及び標的に入射する。

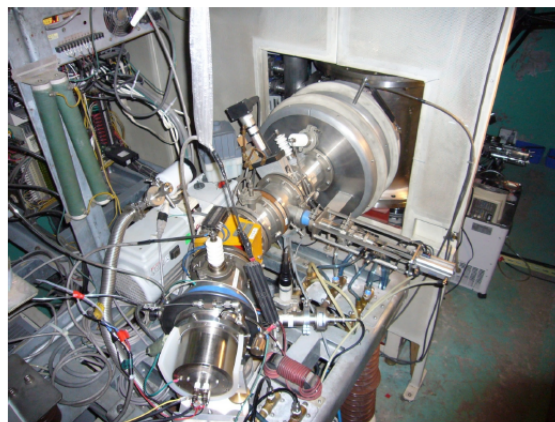


図 5.1: 大強度イオン照射装置の全景。手前側から順にイオン源、収束レンズ系、加速電極で構成されている。稼働時には架台全体が昇圧する。

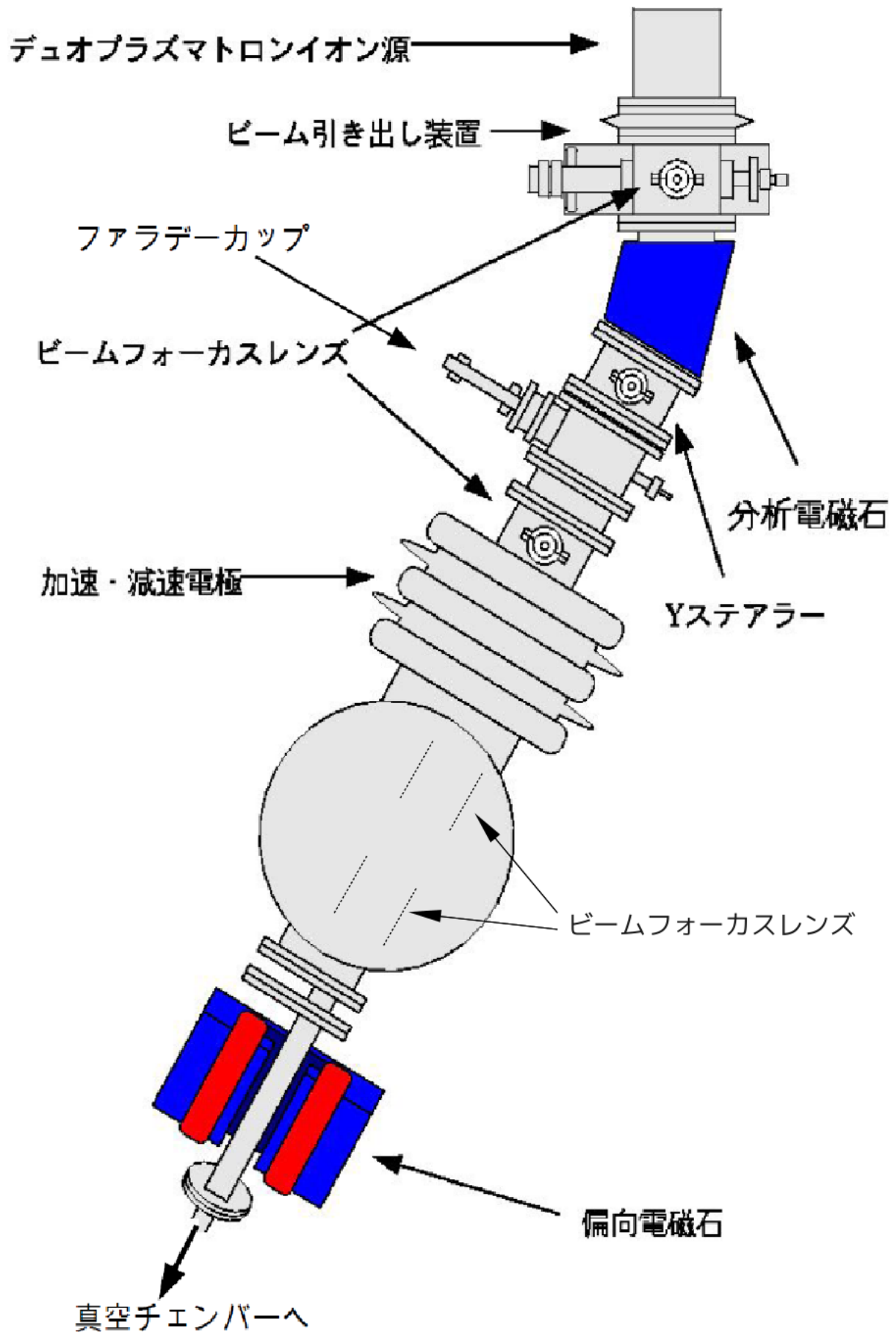


図 5.2: 大強度イオン照射装置の概略図。

## 5.2 真空層内セットアップ

真空層内のセットアップについて述べる。真空層内は実験中は $10^{-5} \sim 10^{-6} Pa$ に保たれている。真空層内に入射したビームは、 $6mm\phi$ のスリットを通り、60度の角度で標的に入射する。その様子を図5.3に示す。

スリットを通過した重陽子ビームはターゲットであるIndiumに入射する。その途中にあるファラデーカップは駆動式であり、測定時は定期的にファラデーカップを挿入しビームを遮ることによってビーム電流を測定している。ビームを照射することによってIn中に重陽子が蓄積し、蓄積した重陽子と入射重陽子による $d(d,p)t$ 反応で生じたproton及びtritonをSSDによって検出する。また、Indiumとの弾性散乱で検出器方向に散乱された重陽子は検出器前面に設置されたアルミ膜( $2\mu m$ )に吸収される。Indium表面が汚染された際はスクレーパーを用いて、真空を破ること無くIndiumの清掃をすることができる。また、ホーンの下部には超音波発振器が取り付けられており、標的に超音波を照射することができる。

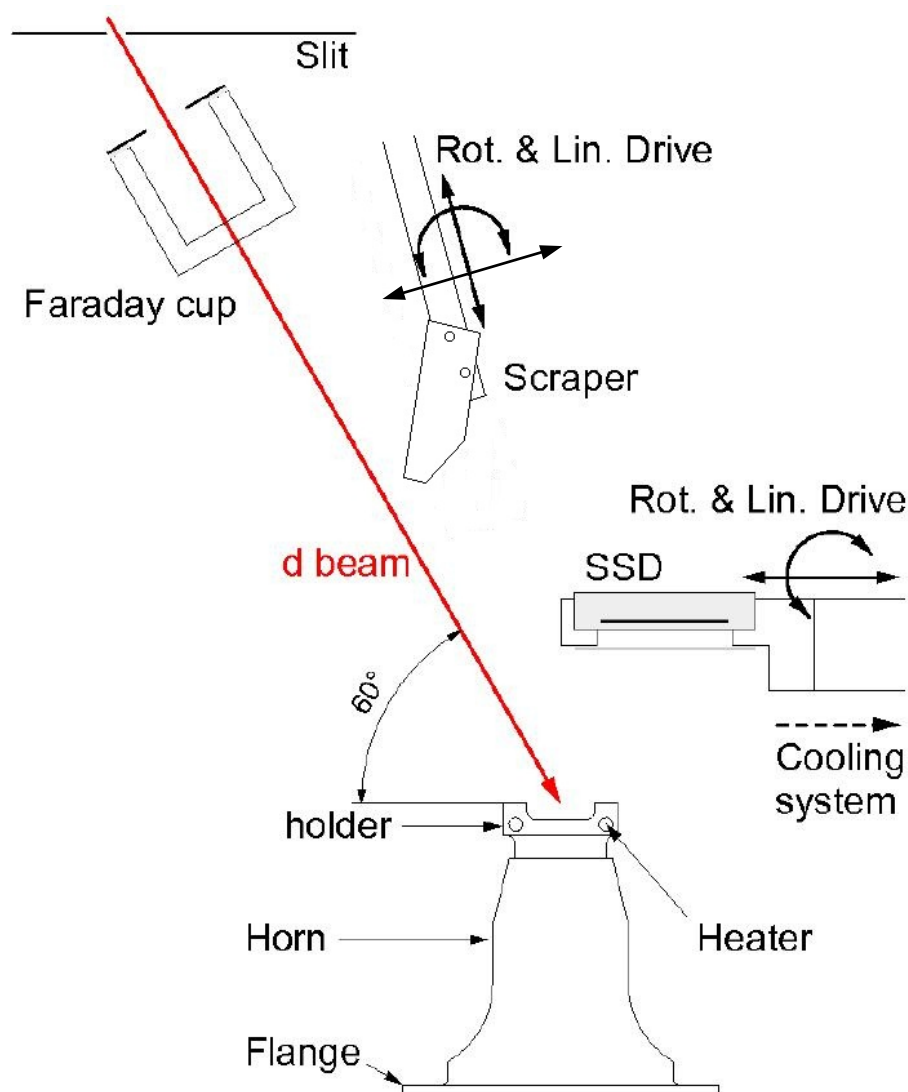


図 5.3: 真空層内の概略図。ファラデーカップは駆動式であり、挿入することによってビーム電流を計り、引き抜くことによって標的にビームを照射する。また、スクレーパーを用いて真空中で標的の表面を清掃することができる。



本研究で用いた標的は、natural Indium であり、純度は 99.99% である。融点は大気圧中で 156.4 °であり、標的を液体にするために標的専用フォルダー (SUS316) に 2 本の 3.1mm $\phi$  のカートリッジヒーター (八光 HLJ1051) を取り付け、使用している。ヒーターの固定には特殊接着剤であるアロンセラミック C(東亜合成) を用いている。融解した Indium の温度測定には、放射温度計 (Impac IP140 型) を用いた。

### 5.3 検出器と立体角

荷電粒子の検出には Si 半導体検出器を用いた。有感面積は 450mm<sup>2</sup>、部分空乏層厚さは 100 $\mu$ m である。本研究では d(d,p)t 反応による proton と triton を検出の対象とした。検出器は冷却水を通して検出器フォルダーを冷却することで約 5 °に保たれ、ノイズを減少させている。測定は以下の 3 つの条件で行われ、それぞれの Geometry を 1,2,3 として Lab 系におけるディテクターの配置を図 5.4,5.5,5.6 に示す。

各図において、左図はビーム下流側から見た図であり、右図はビームと垂直な方向から見た図である。Thermometer から出ている矢印は Thermometer の射線を表しており、Geometry3 においては検出器が障害物となり、標的の温度を測定することができない。

Geometry1,2 は実験室で見て、ターゲット直上からビームと垂直な方向に 50 °傾けてられている。これは、DD 反応の角分布が打ち消される角度として  $\theta = 124^\circ$  となるように設定をした。ここで、 $\theta$  は入射ビームに対する検出器中心の角度である。

Geometry3 は Geometry2 の  $\theta = 0^\circ$  としたものであり、ターゲット直上に設置されているが、検出器フォルダーとビームとの干渉を避けるためにビーム下流側に 5.0mm 引き出されている。これはは立体角を犠牲にせずに測定ができる最後方の角度として設定されており、 $\theta = 142^\circ$  となっている。

Geometry2,3 のアルミ膜と検出期間の距離  $r_d$  が Geometry1 よりも長いのは、後述するアルミ膜で生じるバックグラウンドを減少させるために、検出器を遠方に移動させアルミ膜との距離を広げたためである。

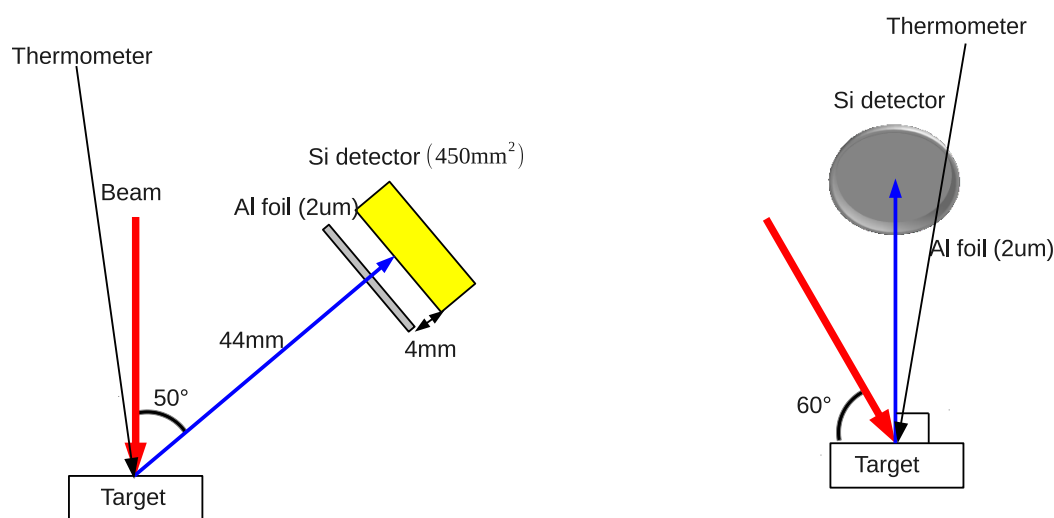


図 5.4: Geometry1 の、Lab 系での検出器の配置。左図はビーム下流側から見た図であり、右図はビームと垂直な方向から見た図である。

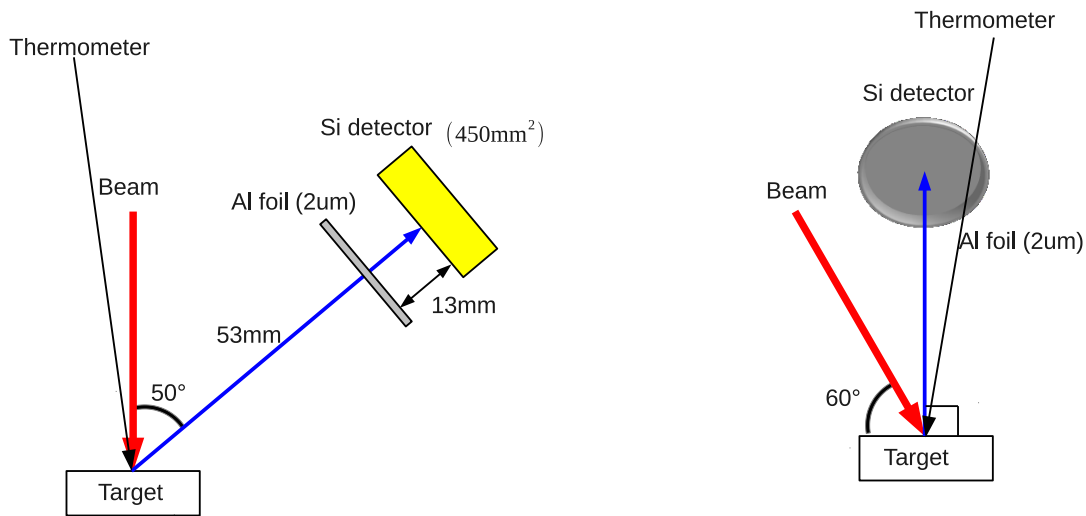


図 5.5: Geometry2 の、Lab 系での検出器の配置。左図はビーム下流側から見た図であり、右図はビームと垂直な方向から見た図である。

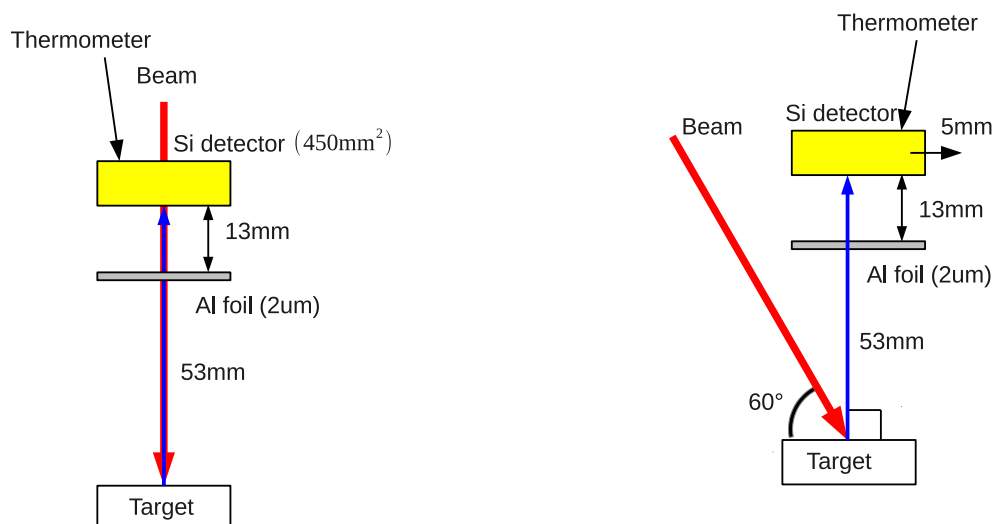


図 5.6: Geometry3 の、Lab 系での検出器の配置。左図はビーム下流側から見た図であり、右図はビームと垂直な方向から見た図である。

これらをまとめると以下の3つの条件となる。

- Geometry1       $\theta = 124^\circ$ ,  $r_d = 44\text{mm}$ ,  $r_{Al} = 4\text{mm}$
- Geometry2       $\theta = 124^\circ$ ,  $r_d = 53\text{mm}$ ,  $r_{Al} = 13\text{mm}$
- Geometry3       $\theta = 142^\circ$ ,  $r_d = 53\text{mm}$ ,  $r_{Al} = 13\text{mm}$

ここで、 $\theta$  は入射ビームに対する検出器中心の角度、 $r_d$  はターゲット表面の中心から検出器表面の中心までの距離、 $r_{Al}$  は検出器表面からその全面に設置されたアルミ膜までの距離を表している。

一般的に、点状源が円筒型検出器の中央軸上にある場合、点状源から検出器までの距離を  $d$ 、検出器の有感面積の半径を  $a$  とした場合、立体角は、

$$\Omega = 2\pi \left( 1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (5.3.1)$$

で与えられる。ここから立体角を求めると、

- Geometry1       $\Omega = 1.75\%$
- Geometry2       $\Omega = 1.23\%$
- Geometry3       $\Omega = 1.22\%$

である。厳密には Geometry3 において、標的の中心は検出器の中央軸上には位置しないが、中心軸上からのずれが  $r_d$  に対して小さいため、立体角に対する影響は非常に小さいと考えられる。そのため、Geometry3 に対しても上記の値を採用する。

## 5.4 超音波発生装置

本研究で用いた超音波発生装置に付いて説明する。本研究において、この超音波発信装置は液体 In が清浄であるかの確認や、液体 In 表面の清掃に用いられている。

### 5.4.1 振動系

圧電素子 (圧電体に加えられた力を電圧に変換する、あるいは電圧を力に変換する、圧電効果を利用した受動素子) によって作られた振動源が、ランジュバン型振動子 (BLT) によって標的に伝えられる。ランジュバン型振動子とは、圧電素子とそこで生成された振動 (超音波) を伝える金属とが一体化した物を指す。実際に用いた圧電素子はチタン酸ジルコン酸鉛であり、PZT と呼ばれる。強力な超音波を必要とする為、この PZT を 4 枚重ね、共振を利用して強力な超音波を発生させる。また、BLT を真空チェンバーに固定する為、振動による真空漏れを防ぐ為にフランジ位置が波長の節に来る様に調整されている。BLT によって伝えられた超音波はホーンによって伝達・増幅され、標的に伝わる。また、標的の最表面が腹になる様に設定されている。以下に、超音波システムの概略図を示す。

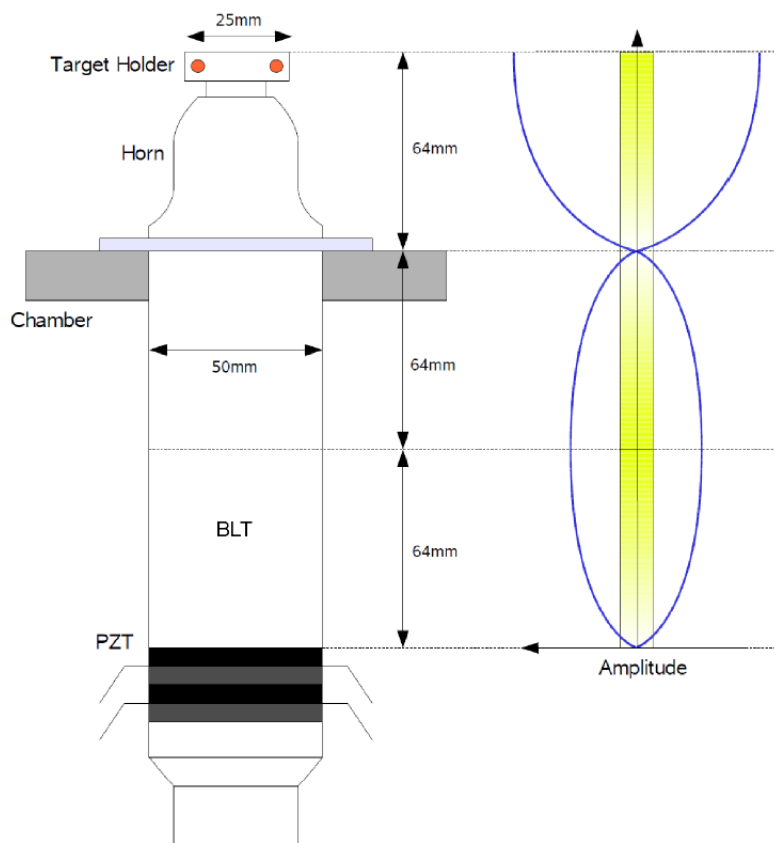


図 5.7: 超音波システムの概略図。

### 5.4.2 発信器

今回用いた発信器は、超音波発信の on/off をリレー接点により外部からコントロール出来る様になっている。また、温度によって音速が変動する等の負荷変動による共振周波数の変化を捕らえ、出力周波数を常に共振周波数に保つ様に自動でこの変動を追従する。振幅は  $1.76 \sim 10 \mu m$  であり、制御が可能になっている。本研究では振幅を  $2.0 \mu m$  と固定した。

## 5.5 測定回路系

### 5.5.1 測定系の制御

本研究では CAMAC クレートコントローラを用いてデータ収集を行い、その補助として NIM モジュールを用いた。PC によって CAMAC Output Register(テクノランド C-RP202) の出力を制御し、ビームの電流測定用の Faraday Cup の出し入れと、超音波装置の電源 on-off を制御している。制御は以下の表に示すように行った。

Time [sec]	Beam	Ultra Sonic
3	off(BackGround)	off
10	on(ForeGround)	off
3	off	on
10	on	on

表 5.1: Faraday Cup と超音波電源の制御。Back Ground と Fore Ground 間は Faraday Cup 引き抜きの為に 2 秒間、Fore Ground と Back Ground 間は Faraday Cup 挿入の為に 1 秒間、データ収集を行っていない。このサイクルが測定中繰り返される。各条件におけるデータ収集は ID により区別され、別々に解析を行う事ができる。

### 5.5.2 エネルギー測定

Si 検出器からの信号を Pre-Amp.(ORTEC 社製 142B) に通し、その E 出力を Linear Amp.(ORTEC 社製 935、以下 L.A.) を用いて増幅した。L.A. の Unipolar 出力を Attenuator に通し、CAMAC-ADC(ORTEC 社製 AD811、Peak Sensitive 型) に入力することで Si 検出器のエネルギー情報を得た。また、RESERCH PULSER(ORTEC 社製 448) を用いて Si 検出器の Output に似せた信号を作り、同じ Pre-Amp. の TEST 入力に 5Hz で入力し、ゲイン変化の指標とした。ADC のゲートは同 L.A. の Bipolar 出力を Discriminator で論理信号に変換し、それを Gate Generator に入力することで発生させた。

また、PC によるデータ取得時間 ( $\sim 200 \mu sec/event$ ) は Gate Generator に veto をかけ、ADC の Gate が発生しないようにした。Scaler0(LeCroy 社製 2551) には veto をかけず、測定中の全トリガー数が計数できるようにした。図 5.9 に測定回路の概略図を示す。

### 5.5.3 測定時間情報及びビームカレントの取得

時間情報の取得は、ファラデーカップによる電流測定と密接に結び付いている。ファラデーカップによって計測された電荷量は、Current Integrator(ORTEC 社製 439) によって積分さ

れ、 $10^{-7}C$  ごとに  $+5V$ ,  $500nsec$  の信号を出力する。この信号を Inverter と Attenuator を経由し、Scaler0 及び Scaler1(C-TS 203) に入力することで電荷量を測定した。測定時間は、Clock Generator(Technoland 社製 N-TM203) からの  $1MHz$  の信号を直接 Scaler1 に入力している。これら 2 つの情報を用いて、ビームカレント及びフォアグラウンド時の入射電荷数を決定することができる。Scaler0 に関しては、測定中の全イベント数と電荷量を計数するために、測定開始時にリセットをし、それ以降は読み取り以外の操作を行わない。Scaler1 に関しては、フォアグラウンド時は、Live time を計測するために ADC の Gate に veto がかかっている時は、同様に Scaler にも Inhibit をかけている。バックグラウンド時はイベントが発生しても Inhibit をかけていない。また、上記の測定サイクルの 1 つが終わるごとに値はリセットされる。

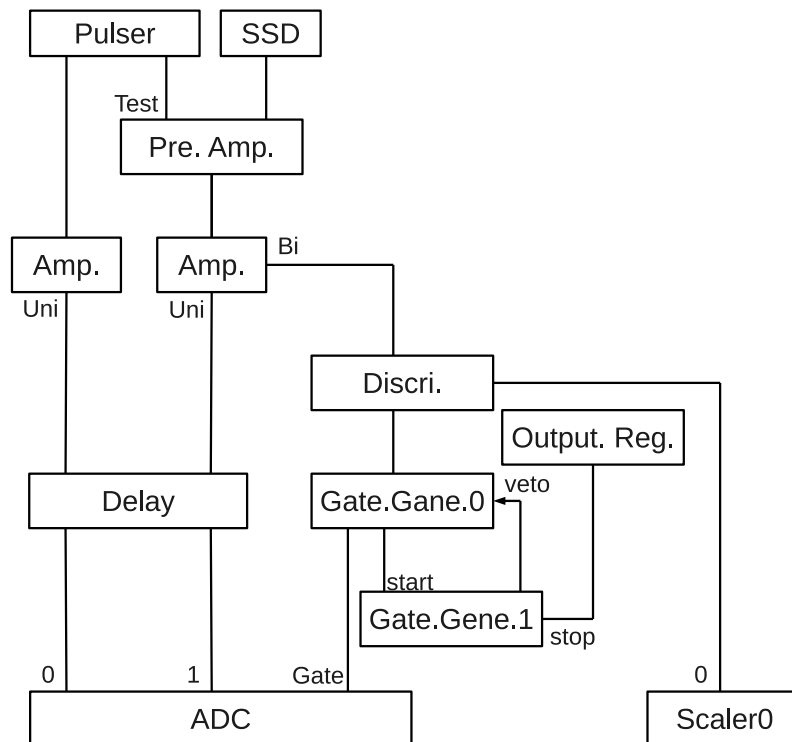


図 5.8: エネルギー測定で用いた回路図。信号は基本的に上から下に進むが、一部のそうでは無い部分には信号の進行方向を矢印で示した。

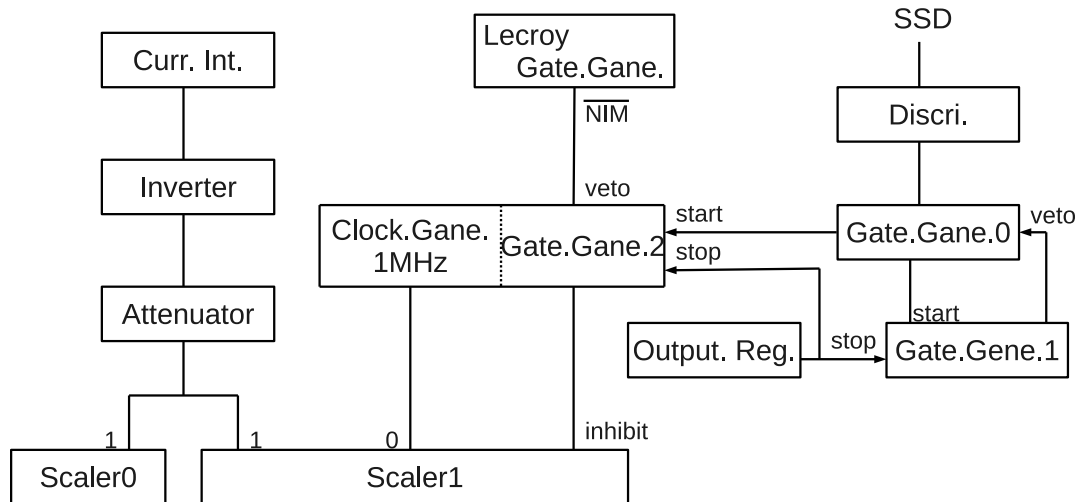


図 5.9: カレント及び時間の測定に用いた回路図。信号は基本的に上から下に進むが、一部のそうではない部分には信号の進行方向を矢印で示した。LeCroy G.G. はファラデーカップの制御に用いて、ファラデーカップ挿入時以外の時に G.G.2 が Inhibit をかけないようにしている。

## 5.6 ビームカレント

本測定で用いられた重陽子ビームのカレントの安定性や、エネルギー・使用イオンごとの電流値について述べる。

### 5.6.1 ビームカレントの安定性

ビームの電流値は前述した通り、ファラデーカップ (F.C.) を挿入し、ビームを F.C. に当てることで測定している。ある測定で得られたビームの電流値を図 5.10 に示す。横軸は測定を開始してから時間に相当するものであり、表 5.1 に示したサイクルの何周目であるかを示している。縦軸はバックグラウンド時に測定された電流値である。この様に、ビームカレントは測定中ほぼ一様であり、非常に安定している。

測定されるカレントはどの測定でも図 5.10 のようにほぼ一様であった。しかし、一時期 F.C. が故障し、その引き出しが不十分になり、標的へのビーム照射を妨げていることがあった。その時の収量の時間変化を図 5.11 に示す。これは F.C. が故障している時期に測定した、固体 In 標的、 $E_d = 30\text{keV}$ ,  $D^+$  の時の収量の時間変化であり、縦軸が  $d(d,p)t$  反応による陽子の収量、横軸が測定を開始してから時間である。収量が徐々に増加しているのは固体標的を用いているためであり、標的中の重陽子密度が徐々に増加しているためである。20-21cycle 目の収量が一時的に低くなっており、これは F.C. の引き出し不良によりビームが半分程度 F.C. によって遮られた結果である。この様な場合でも F.C. の挿入は問題なく行われるため、バックグラウンド時に測定されるカレントは一定である。従って、収量の変化により F.C. が故障し始めたと思われる時から F.C. を新しい物に交換するまでに行った測定は全て収量の解析からは取り除いた。

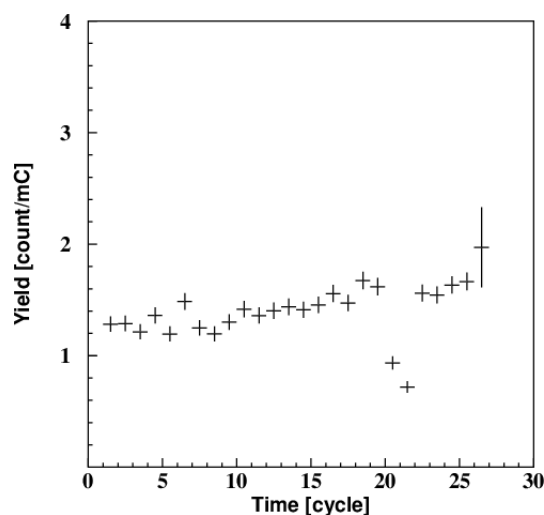
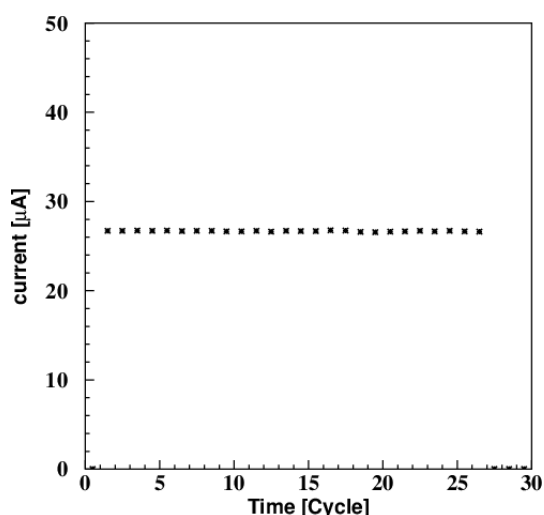


図 5.10: ビームの電流値の安定性。横軸は測定開始からの時間経過、縦軸はバックグラウンド時に測定された電流値である。測定中の電流値はほぼ一様で非常に安定している。

図 5.11: F.C. の引き出し不良時の収量時間変化の例。横軸は測定開始からの時間経過、縦軸は陽子の収量である。20-21cycle 目の収量が一時的に低くなっており、これは F.C. の引き出し不良によりビームが半分程度 F.C. によって遮られた結果である。



### 5.6.2 ビームカレント

本測定で用いられた重陽子ビームの典型的なエネルギーでの最大ビームカレントを示す。エネルギーが低くなるにつれて電流値も下がり、低エネルギーでの測定をより困難にしている。電流値が下がる原因は加速・減速電極で重陽子の減速が低エネルギーになるほど大きくなり、ビーム軸方向以外への運動量の広がりが広くなることだと思われる。

$E_d$ [keV]	$D^+$	$D_2^+$	$D_3^+$
60	20 [ $\mu A$ ]		
20	20	15	100
15	15		65
10			40
5			10

表 5.2: エネルギー、使用イオンごとの最大電流値。1 列目は入射エネルギー、2-4 列目はそれぞれ  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$  を用いた際の最大電流値。

## 5.7 標的

本測定で標的として用いた Indium の特性について述べる。In は  $Z=49$ 、 $A=114.818$  で銀白色の柔らかい金属である。

III 族に属し、価電子数は3である。また、水素との化合物を生成しないため、重陽子ビームを用いた長時間の測定が可能である。同位体比は、 $^{115}_{49}\text{In}$  が 95.7% を占め、 $^{113}_{49}\text{In}$  が 4.3% である。 $^{113}_{49}\text{In}$  は安定であるが、 $^{115}_{49}\text{In}$  は半減期  $4.4 \times 10^{14}$  年で  $\beta^-$  崩壊し、 $^{115}_{50}\text{Sm}$  へと変化する。しかし、半減期が非常に長い為、この効果は考慮しない。

### 5.7.1 密度

In の密度は固体状態で  $7.31\text{g/cm}^3$  (室温)、液体状態で  $7.02\text{g/cm}^3$  (融点付近) である。[21] によると、 $156.4 \sim 300$  度の範囲において、

$$\rho = 7.15 - 8.36 \times 10^{-4}T \quad (5.7.1)$$

と求めている。ここで、 $T$  は温度であり、摂氏で表されている。本研究において、測定は  $T \sim 230^\circ$  及び  $T \sim 380^\circ$  で行われた。式 (5.7.1) を高温側に外挿し、それぞれの測定時の密度を求めると  $\rho = 6.96, 6.83\text{g/cm}^3$  となる。

## 5.8 清浄な標的の作成

本研究で用いた標的は粒状 (ニラコ製) で、純度は 99.99% である。これを標的フォルダー ( $15\text{mm}\phi \times 3.5\text{mm}$ ) に入れ、カートリッジヒーターで溶かすことによって液体標的が得られる。液体標的の場合、表面の状態が特に重要となる。In 中での  $D^+$  の飛程は、 $E_d = 20\text{keV}$  で約

0.12 $\mu\text{m}$  であり、表面に不純物などが浮かんでいる状態では、固体中と類似した DD 反応となってしまう。従って清浄な表面の標的を作ることは非常に重要である。

In は水素と化合物を形成しない。従って、一度不純物を除去すると長時間の測定が可能になるが、残留ガスによる酸化、または、In 中やターゲットフォルダーの表面に存在する不純物などにより In は少しずつ汚染されていく。その際、汚染が軽微な状態では、超音波照射中は汚れが In 表面に集まり、超音波照射を止めると汚れが見えなくなるといったことが目視できる。このようなことが起きる理由は不明であるが、この効果により、In に軽微な汚染が存在する場合、スペクトルと放射温度計に超音波 on/off で以下の図に示すような違いが生じる。また、汚染がひどい場合には U.S. off のスペクトルにも固体ピークが見えるようになる。

図 5.12 は In が清浄な際に得られる d(d,p)t 反応のスペクトルであり、U.S. の on/off でスペクトルに違いは見られない。また、図 5.14 の (a) は In が清浄な際の放射温度計の読みであり、こちらにも U.S. on/off による違いは見られない。

図 5.13 は In が軽度に汚染された際に得られる d(d,p)t 反応のスペクトルであり、U.S. の on/off でスペクトルに明らかな違いが生じている。U.S. on 時に見えているのは汚染膜で生じている d(d,p)t 反応のピークであり、液体 In 内で生じたものではない。また、図 5.14 の (b) は In が軽度に汚染された際の放射温度計の読みであり、こちらにも U.S. on/off による違いが生じている。U.S. on 時のみ放射温度計の読みが高くなっており、これは温度計で見ている物質が In から不純物に変化している為だと思われる。

Geometry3 においては、In と検出器の位置関係から温度測定をすることができないが、汚染膜による固体ピークは収量も多く、液体ピークと位置も異なるため、スペクトルを目視することで In が清浄かどうかを判別することができる。そして In が汚染されていた際は、ビーム照射と U.S. 照射を繰り返すことで表面に汚れが集まり、それを汚れをスクレーパーで除去することによって清浄な液体 In 標的を得ることができた。

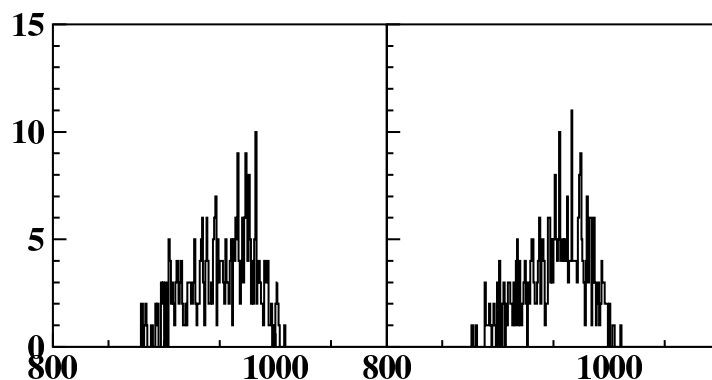


図 5.12: In が清浄な時の Proton のスペクトル。左が U.S. off で、右が U.S. on である。スペクトルに大きな違いは見られない。

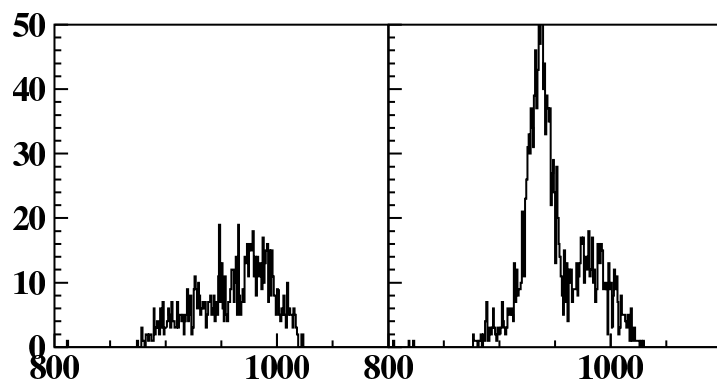


図 5.13: In に軽微な汚染が存在する時の Proton のスペクトル。左が U.S. off で、右が U.S. on である。スペクトルに大きな違いがあり、on の方には汚染物質による固体ピークが見えている。

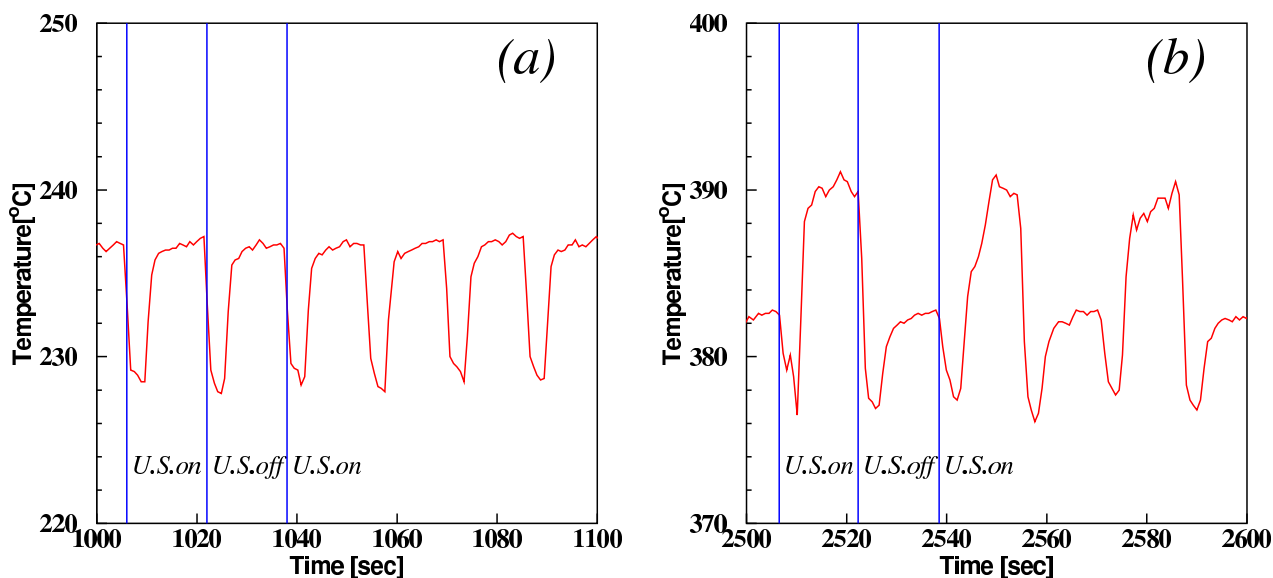


図 5.14: 放射温度計の読みの変化。(a) が In が清浄な時で、(b) が軽度汚染されている時のものである。また、青線は U.S. on/off が切り替わった時間を示している。(a),(b) ともに Beam on の時に温度が上昇し、Beam off の時に温度が下降しているが、汚染時 (b) は、U.S. on の時の温度が off の時よりも高くなっている。(a),(b) で温度が異なるのはヒーターの設定が異なるためである。

## 第6章 測定結果

本実験により得られた測定結果を示す。

### 6.1 エネルギースペクトル

以下に、液体 In 標的時に得られた  $d(d,p)t$  反応の典型的なエネルギースペクトルを示す。

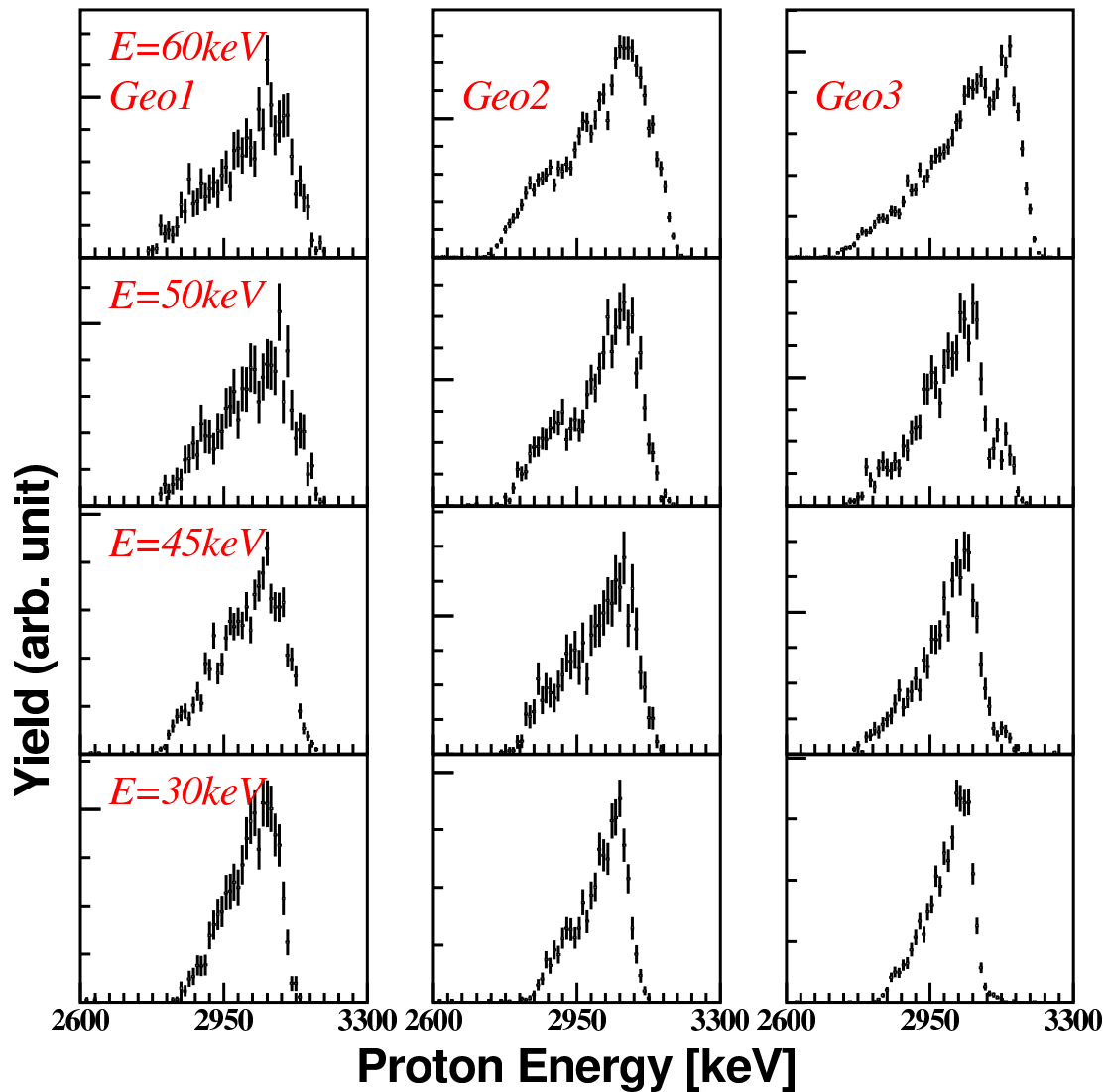


図 6.1: 液体 In 標的時に得られた proton のエネルギースペクトル。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry1,2,3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なっており、上から  $D_3^+$ ,  $E = 60, 50, 45, 30\text{keV}$  である。

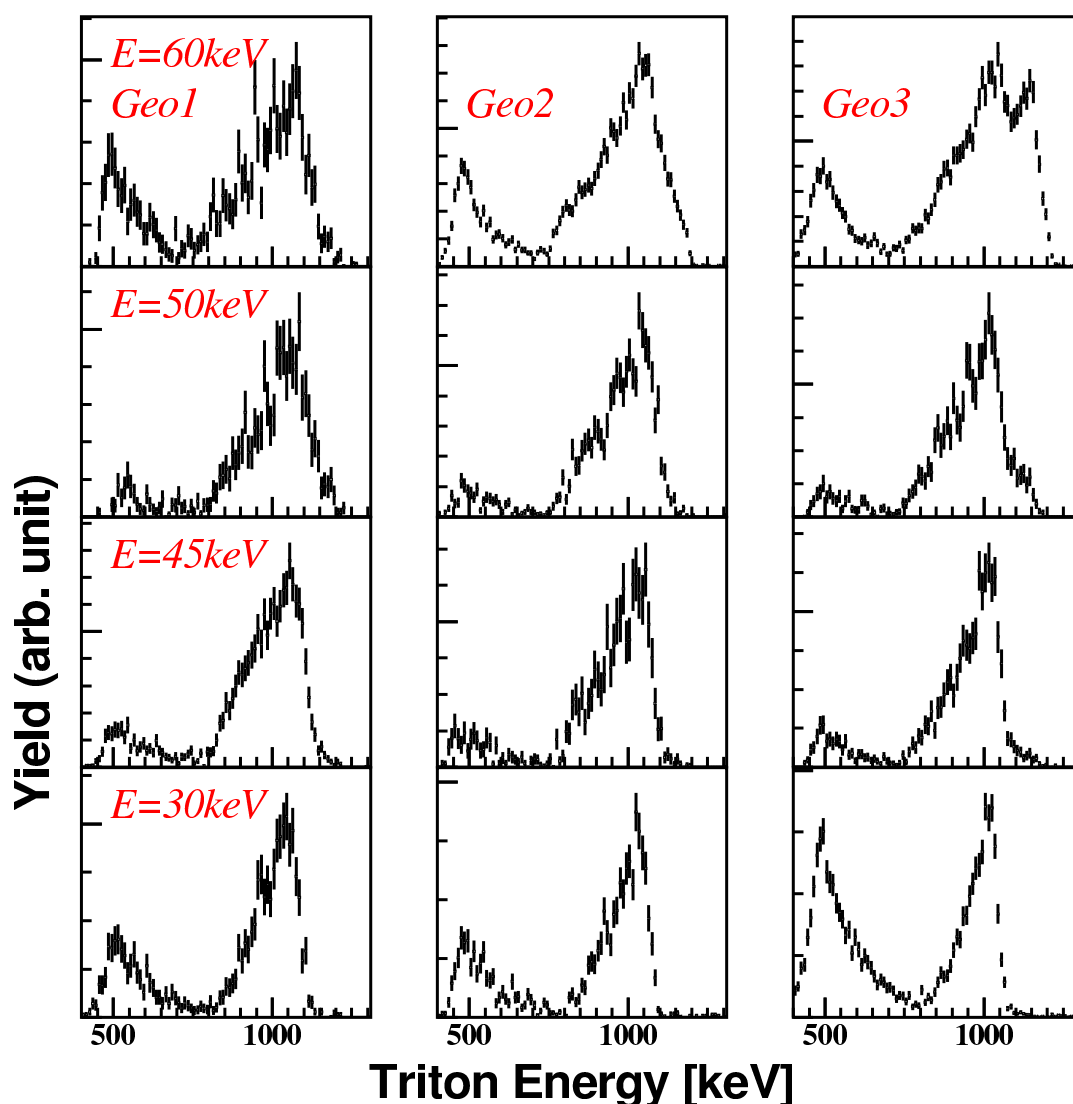


図 6.2: 液体 In 標的時に得られた triton のエネルギースペクトル。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry1,2,3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なっており、上から  $D_3^+$ ,  $E = 60, 50, 45, 30\text{keV}$  である。

図 6.1、図 6.2 は液体 In 標的時に  $D_3^+$  ビームを使用した際に観測される  $d(d,p)t$  反応の典型的なエネルギースペクトルである。図 6.1 は proton のエネルギースペクトルであり、図 6.2 は Triton のエネルギースペクトルである。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry1,2,3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なっており、上から  $D_3^+$ ,  $E = 60, 50, 45, 30\text{keV}$  である。Geometry3 の  $E = 60, 50\text{keV}$  においてはピークが 2 つ見えている。この 2 つのピークのうち、エネルギーの高い方は検出器前方のアルミ膜で生じた  $d(d,p)t$  反応によるものである。検出器がより後方にある Geometry3 のみでこの効果が分離されて見えている。また、図??から、triton のエネルギースペクトルにはノイズが重なっていることがわかる。これらのバックグラウンドを除去し、純粋な液体 In 中でのスペクトルを得る。

### 6.1.1 バックグラウンド

本実験に置いて、主なバックグラウンドは3種類ある。1つは中性子などを起源とするノイズ。もう1つはディテクター全面のアルミ膜で生じる  $D(d,p)T$  反応によるバックグラウンド。最後に、宇宙線などによるビームを起源としないバックグラウンドである。

#### ノイズの除去

Triton のピークにノイズが重なっているため、まずはこれを除去する。本実験ではバックグラウンドとフォアグラウンドを数秒置きに交互に測定している。フォアグラウンドとバックグラウンドの比較を図 6.3 に示す。この Background の Yield はビームのエネルギーに強く依存しているため、 $D(d,n)^3He$ などを起源とするものだと考えられる。Background の分布を Foreground の分布に Normalize し、直接引くことによってノイズを除去する。

ノイズ除去の様子を図 6.4 に示す。500-600keV(青線)内の収量がフォアグラウンド(黒)とバックグラウンド(赤)で等しくなるようにバックグラウンドの高さを調整し、直接スペクトル同士の引き算を行い、ノイズを取り除いた。

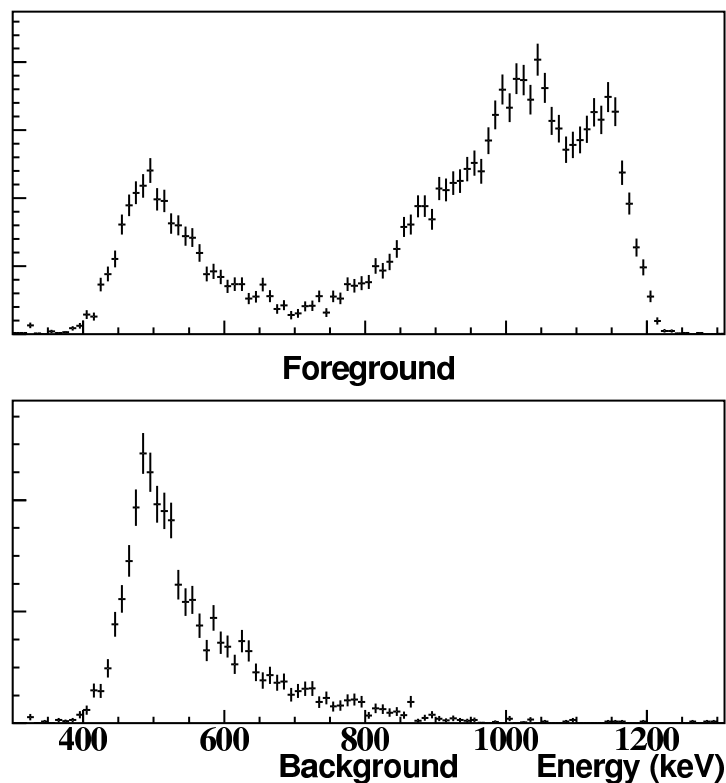


図 6.3:  $E_d = 20\text{keV}$ , Geometry3 の Foreground 及び Background

#### アルミ膜イベントの除去

図 6.4 を見ても分かるが、一部の Proton, Triton のスペクトルにはピークが2つ見られる。このうち、エネルギーの高い方のピークはディテクター全面に設置しているアルミ膜で生じた  $d(d,p)t$  反応によるものである。このイベントを便宜的にアルミ膜イベントと呼ぶことにする。

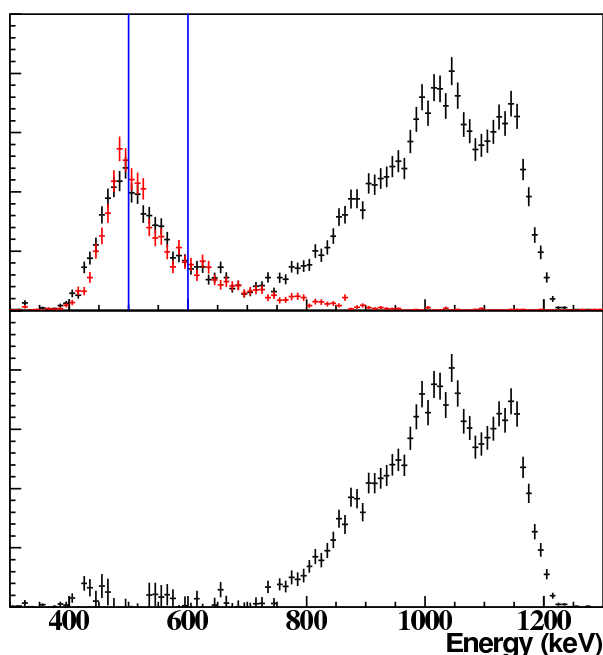


図 6.4:  $E_d = 20\text{keV}$ , Geometry3 のスペクトルにおいて、ノイズを取り除いた様子。上図の黒はフォアグラウンド、赤は Normalize されたバックグラウンド、下図はフォアグラウンドからバックグラウンドを引いたスペクトルである。青線は Normalize に使用した範囲を示している。他のエネルギーに対しても同様の処理を行う。

これは Indium に入射した重陽子ビームがラザフォード散乱などによりアルミ膜の方向に散乱し、蓄積することで生じる。そのため、アルミ膜を交換するとその部分の収量が減り、測定を続けていくうちに徐々に収量が増えていく。

#### アルミ膜イベントのエネルギー分布

TRIM コード及びモンテカルロシミュレーションにより、アルミ膜イベントのエネルギー分布の計算を行った。

#### アルミ膜に入射する重陽子のエネルギー

Indium に入射し、その後ラザフォード散乱などでディテクター方向に散乱された重陽子がアルミ膜イベントの入射ビームとなる。従って、まずはそのエネルギー分布を TRIM の Backscattered Ion を使用し求めた。計算時の条件は以下の通りである。

1. 入射イオンは  $\text{H}^+$  とし、その質量を  $2.014\text{u}$  とした。
2. 重陽子の入射角度はターゲット平面に対して垂直から  $30^\circ$  傾いている。
3. Indium の密度は融点時の密度である  $7.02\text{ g/cm}^3$ 。
4. Indium は充分厚く ( $10\mu\text{m}$ )、イオンが突き抜けることはない。

入射エネルギーは  $E_d = 5\text{keV} \sim 25\text{keV}$  の範囲で約  $1.7\text{keV}$  刻みに設定した。Al 膜に到達する際の重陽子のエネルギー分布の例を図 6.5 に示す。入射エネルギーに近いエネルギーの粒子が到達するのは稀であり、大部分が数 keV の粒子となっている。

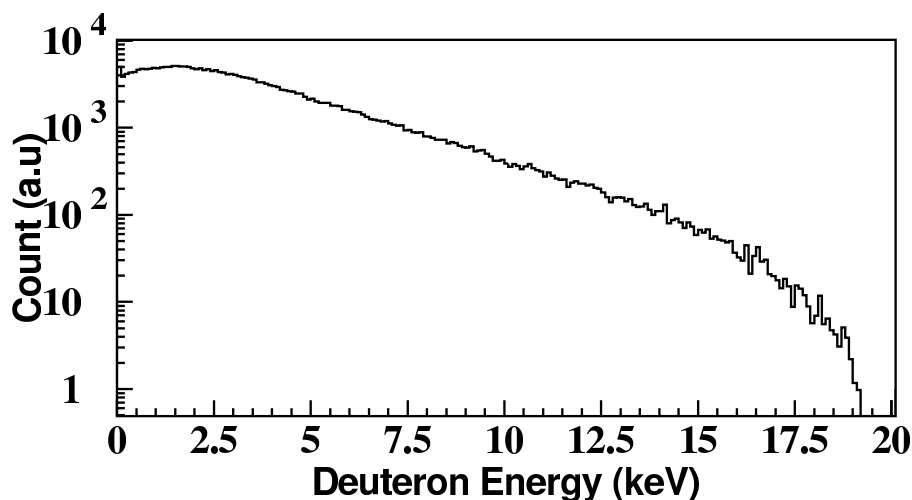


図 6.5: Geometry3 と同じ位置に置いた、 $20\text{mm}\phi$  のアルミ膜方向に散乱する重陽子のエネルギー分布。

図 6.5 のエネルギー分布に従う重陽子が全てアルミ膜に垂直に入射したとして、ディテクターに検出される Proton、Triton のエネルギースペクトルの計算を行った。結果の一例と測定されたスペクトルを比較したものを図 6.6 に示す。黒線が測定されたスペクトルであり、赤線が計算により求めたアルミ膜イベントのスペクトルである。非常に良くピークと一致している。

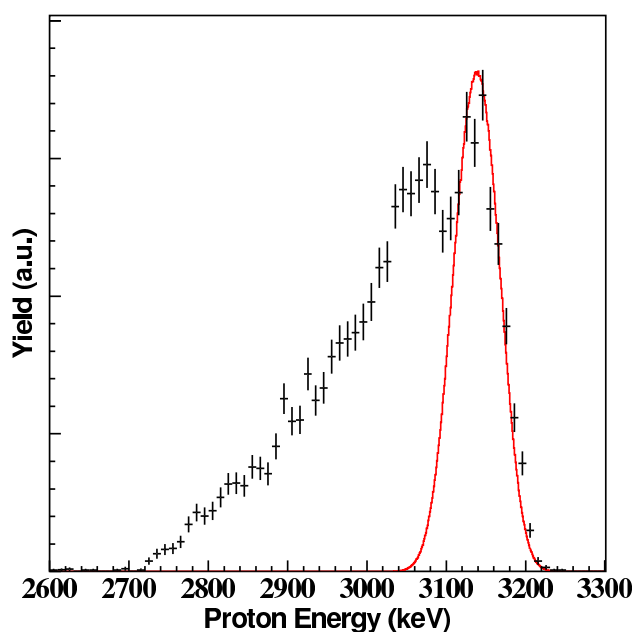


図 6.6: Geometry3 において、 $E_d = 20\text{keV}$  の時にディテクターに入射するアルミ膜からの陽子のエネルギー分布の計算値と測定されたスペクトルの比較。



計算から求めた、アルミ膜イベントの収量の入射エネルギー依存性を図 6.7 に示す。黒線は後に示す液体 In 中での  $d(d,p)t$  反応の収量であり、赤線は計算より求めたアルミ膜イベントの収量である。蓄積している重陽子の量が一定ならば図 6.7 に示すように、重陽子ビームの入射エネルギーが下がるに連れて収量が急激に減っていく。そのため、 $E_d = 10\text{keV}$  程度になると、アルミ膜イベントはほぼ見えなくなる。

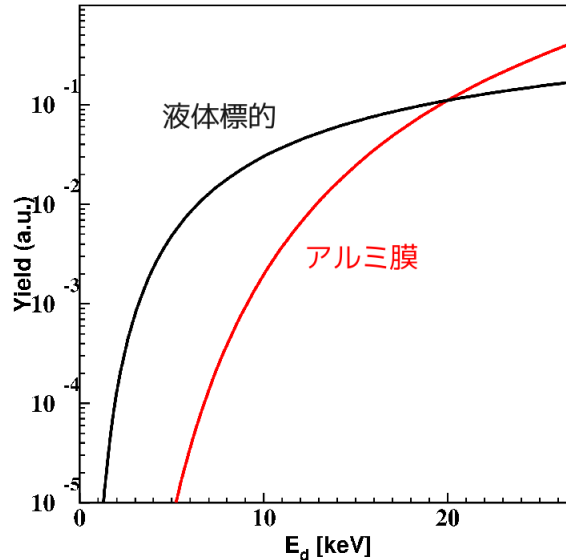


図 6.7: Geometry3 において、測定で得られた液体 In 標的時の収量と、ディテクターで検出されるアルミ膜イベントの収量の入射エネルギー依存性。アルミ膜中の重陽子密度は一定とし、収量は Indium への入射粒子数で Normalize されている。

アルミ膜に蓄積している重陽子の量は一定ではないため、各入射エネルギーの分布に対し個別にアルミ膜イベントの量を推定し取り除く。

図 6.1、図 6.2 から見られるように、ほぼアルミ膜イベントが存在しない入射エネルギーの低いスペクトルは、高エネルギー側の落ち方が非常に鋭い。従って、スペクトルの高エネルギー側のある部分からそれ以上は、全てアルミ膜イベントであると推測できる。そこで、以下のエネルギー範囲はアルミ膜イベントのみであるとし、その範囲の収量と計算より求めたアルミ膜イベントのスペクトルの同範囲の収量が等しくなるように Normalize を行った。

- Geometry1,2  $Mean + \sigma \leq E_p \leq Mean + 3\sigma$

- Geometry3  $Mean \leq E_p \leq Mean + 3\sigma$

ここで、Mean は計算値のスペクトルをガウス関数で fit した際の中心値であり、 $\sigma$  はその時の分散である。Geometry3 のみ範囲が広いのは、Geometry3 のみアルミ膜イベントが分離されて見えているためである。図 6.8 に概略を示す。上図は計算より求めたアルミ膜イベントのスペクトルであり、ガウス関数で fit を行っている (赤線)。下図は測定されたスペクトルであり、青いラインに囲まれている領域の積分値が等しくなるようにして、Normalize を行った。

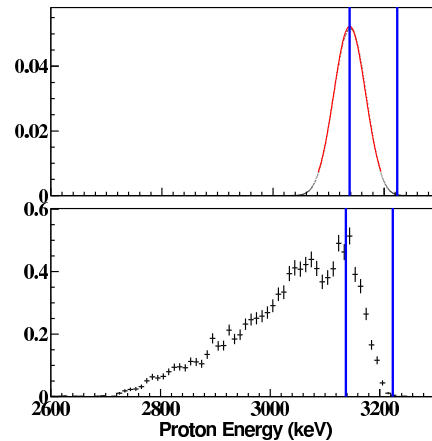


図 6.8:  $E_d = 20\text{keV}$ , Geometry3 のアルミ膜イベントの計算値と測定データ。アルミ膜イベントの分布をガウス関数で Fit し、その中心値から  $+3\sigma$  までを Normalize の積分範囲とした。青線はその範囲を表している。

### 宇宙線によるバックグラウンド

加速器を昇圧していない状態でのバックグラウンドを図 6.9 示す。その収量は、約  $1500\text{keV}$  より下では指数関数的に変化しており、それよりも上の領域ではほぼ一定となっている。このバックグラウンドは非常に数が少ないため、測定に時間がかかる低エネルギー側でのみ考慮する必要がある。 $10\text{keV}$ 、 $D_3^+$  のデータを取得するのにかかった時間は約  $139 \times 10^3\text{sec}$  であり、その Proton のスペクトルの範囲は  $2910 \sim 3060\text{keV}$  である。その範囲での宇宙線のバックグラウンドは  $(4.3 \pm 2.5) \times 10^{-3}\text{count}/1000\text{sec}$  であり、 $10\text{keV}$ 、 $D_3^+$  の測定中のバックグラウンドの数は約  $0.60 \pm 0.35\text{count}$  である。同様に、Triton のスペクトルの範囲を  $920 \sim 1060\text{keV}$  とすると、バックグラウンドの数は約  $74.3 \pm 3.2\text{count}$  である。しかし、Triton 側のバックグラウンドはノイズの除去の際に宇宙線によるバックグラウンドも除去されているはずである。従って、このバックグラウンドについては考慮しないこととした。

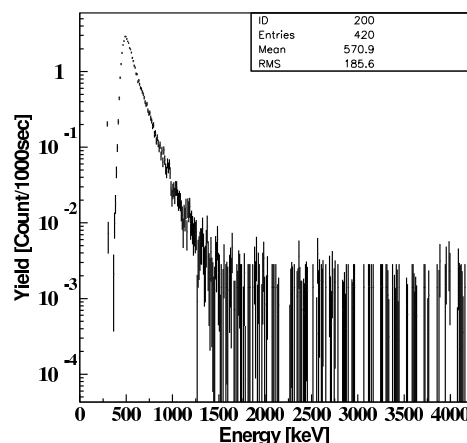


図 6.9: 加速器を昇圧しない状態でのバックグラウンド。宇宙線などを起源としている。検出器は Geometry3 のときと同様な配置になっている。測定時間は約 200 時間であり、縦軸は時間で Normalize してある。

### 6.1.2 エネルギー校正

本実験では、Indium 表面が汚染されているときや、Indium が固体である時には収量の多い  $d(d,p)t$  反応のピークが見られる。このピークは汚染膜で生じるターゲット重陽子が静止している典型的な DD 反応によるものであり、そのエネルギーは単純な運動学から求められる。この Proton, Triton ピークと、測定中入力しているパルサーのピークからエネルギー校正を行った。液体 In 表面が汚染されている際の典型的な生スペクトルを図に示す。左から順に Triton, Proton, Pulser によるピークが見えている。

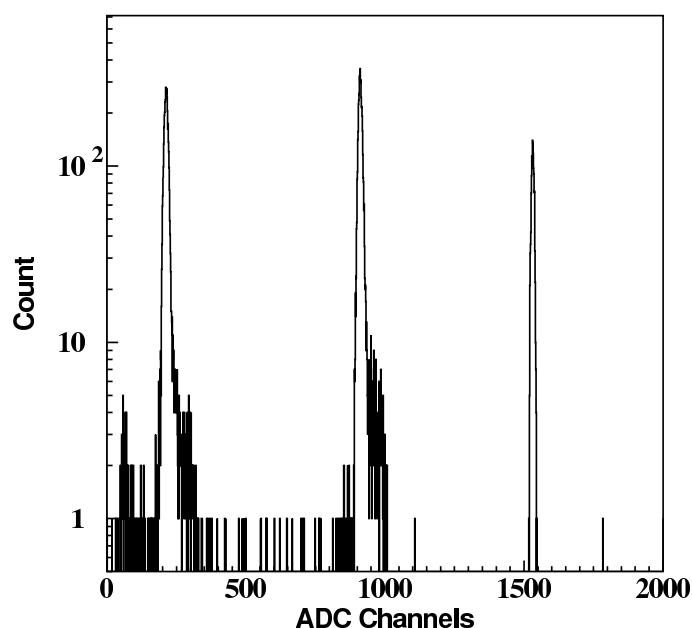


図 6.10: *Geometry3*,  $E = 60 \text{ keV}$ ,  $D_3^+$  の液体 In 標的の表面が汚染されている際の Raw Spectrum。見えているピークは左から Triton, Proton, Pulser によるピークである。

#### 零点の移動、ゲインの変化の補正

本実験は半年以上の期間に渡り測定を行っている。また、Indium 表面の清掃を行うために、頻繁に Si 検出器のバイアスを落としている。そのため、各測定毎に零点の移動やゲインの変化が起きていることが考えられる。従って、まずはその補正を行った。ゲインの補正には各測定のパルサーのピークを用い、零点の補正には以下の条件の測定を用いた。

*Geometry1* 60keV  $D^+$

*Geometry2,3* 60keV  $D_3^+$

零点の補正に用いた測定は、標的 Indium の清浄さを確認するために頻繁に行われている。後に示すが、零点の変化は緩やかなものであると考えられるため、上記の補正に用いたものの以外の測定の零点は、直近の補正に用いた測定と同じであるとした。

図 9.2 に示すように、Indium の表面が汚染されているときには清浄な時にはないピークが見られる。図 9.2 の左が In が汚染されている時、右が清浄な時である。In が汚染されているときのみ、収量の多いピークが見える。このピークのエネルギーは Indium が固体の時に見られる

ピークと同じであるため、汚染膜に蓄積した重水素と入射重水素による  $d(d,p)t$  反応であると考えられる。そのため、ターゲット重水素が静止している  $d(d,p)t$  反応の運動学にしたがう。パ

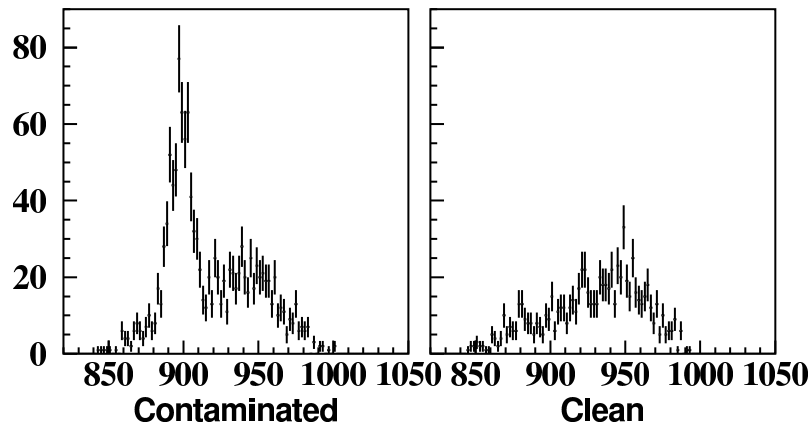


図 6.11:  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  時の放出陽子のエネルギースペクトル。Indium 表面が汚染された時のもの (左) と、表面が清浄なときのもの (右)。

ルサーのシグナルは Pre Amp の Test 入力に入力されており、毎回一定の波高のシグナルが入力されている。従って、零点の移動やゲインの変化がなければ、入射重水素のエネルギーとジオメトリーが同じであれば、Triton、Proton、Pulser のピークの位置は常に CH に立つはずである。

図 6.12 のように、汚染時のピークをガウス関数 + 1 次関数、パルサーのピークをガウス関数でフィットした。ガウス関数の中心値の推移を図 6.13 に示す。上から Triton, Proton, Pulser のピーク ch の推移を表している。

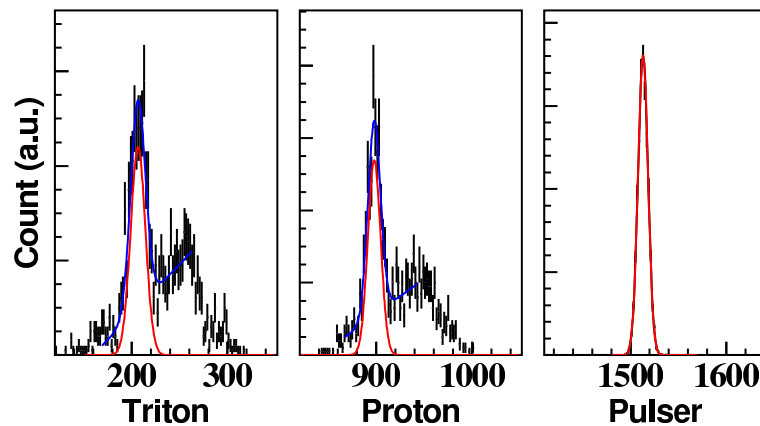


図 6.12: エネルギースペクトルのフィットの様子。青線がガウス関数 + 一次関数、赤線がフィットによって得たガウス関数。

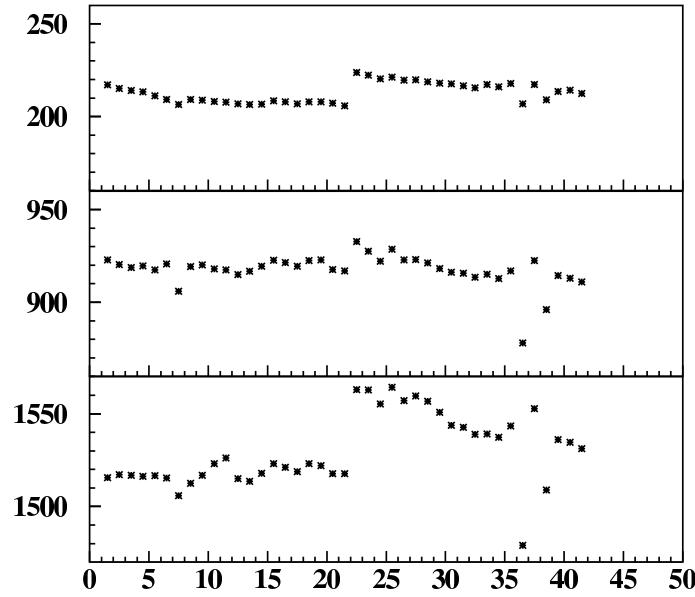


図 6.13:  $E_d = 20$  keV, Geometry3 の時の、ガウス関数の中心値の推移。上から順に Triton、Proton、Pulser。横軸は Run が時系列順に並んでおり、右に行くほど新しい Run となる。

図 6.13 から分かるように、零点、ゲインは測定ごとに変化している。Triton はエネルギーが低いためゲインの変化には鈍感であり、逆に Pulser はゲインの変化に敏感である。よって、零点の変化は緩やかであり、ピーク位置の変化は大部分がゲインの変化によるものであると分かる。

Triton のピークが 210ch、パルサーのピークが 1520ch になるように下式の  $\alpha$ 、 $\beta$  を決め、決定した  $\alpha$ 、 $\beta$  で同様の補正を Proton のピークにも行った。

$$\begin{aligned} CH'_{\text{Triton}} &= \alpha(CH_{\text{Triton}} + \beta) = 210 \\ CH'_{\text{Pulser}} &= \alpha(CH_{\text{Pulser}} + \beta) = 1520 \end{aligned}$$

補正後の Proton ピークを図 6.14 に示す。ほぼ一定となることから正しい補正が出来ていると考えられる。なお、中心付近の大きなギャップの前後では一ヶ月以上の期間が開いており、F.C. の交換などを行ったため、零点の移動やゲインの変化以外に何か別の要因があると考えられる。従って、その前後で異なるエネルギー校正の式を使うことにした。

補正後の Proton ピークを 0 次関数で Fit し、Proton ピークの平均チャンネル数を求めると。図 6.14 の様になり、前半では  $920.21 \pm 0.02\text{ch}$ 、後半では  $900.90 \pm 0.04\text{ch}$  となった。

### ピークに対応するエネルギー

本実験の場合、一部の粒子が散乱によって標的外へと放出されるのを除けば、基本的に全入射重陽子は標的中で静止する。従って、運動学的な計算値  $E_p^{\text{Centroid}}$  は入射重陽子のエネルギーから得られる放出陽子のエネルギー  $E_p$  から、 $2\mu\text{m}$  のアルミ膜を通過して損失するエネルギー  $\epsilon_p$  を差し引き、断面積の重みをつけた値

$$E_p^{\text{Centroid}} = \frac{\int_0^{E_d} E_p(E) \sigma(E) dE}{\int_0^{E_d} \sigma(E) dE} - \epsilon_p \quad (6.1.1)$$

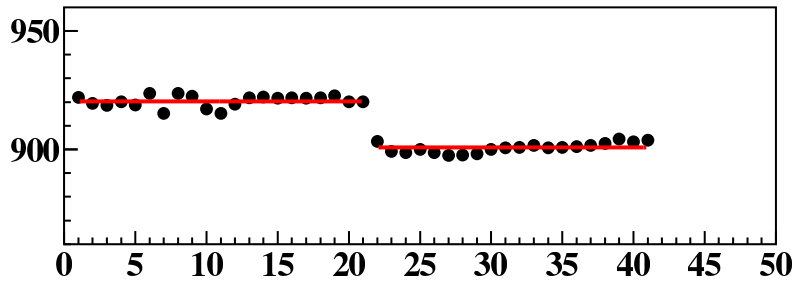


図 6.14:  $E_d = 20$  keV, Geometry3 の零点及びゲイン補正後の Proton ピーク ch

であると考えられる。ここで、入射重水素の飛程が数 100nm と非常に短く、標的中での放出陽子のエネルギー損失は無視できるほど小さいため考慮しない。

しかし、実際の実験では検出器の検出角度は  $\pm 10^\circ$  程度の広がりを持ち、それによるエネルギースペクトルの広がりによってピーク値は変化する。従って、実際にスペクトルの形状を計算し、ガウス関数で fit することにより、ピークに対応するエネルギーを得た。ここで、fit したスペクトルは FWHM=20keV で鈍らせてある。

$E_d = 20$  keV,  $\theta = 142^\circ$  のときの  $E_p - \epsilon_p$  及び  $E_t - \epsilon_t$  分布を図 6.15 に示す。

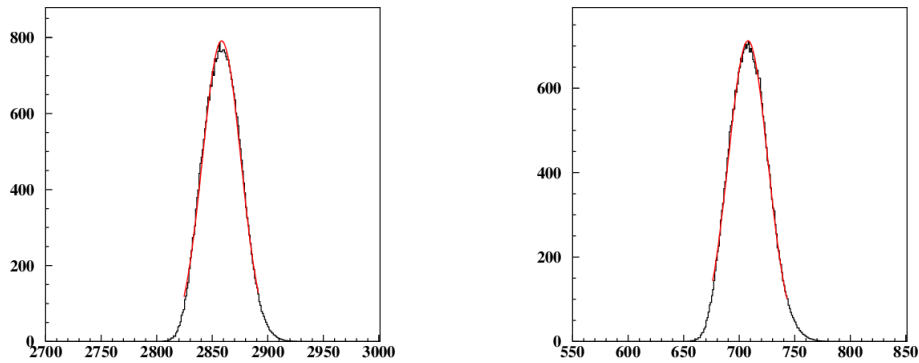


図 6.15: 計算から得た  $E_d = 20$  keV,  $\theta = 142^\circ$  の時の D(d,p)T 反応による Proton エネルギー分布 (左) と Triton エネルギー分布 (右)。両図は FWHM=20keV で鈍らせてあり、ガウス関数で fit を行い中心値を求めている。

実験データ時と同様にガウス関数でピークのフィットを行い、 $E_p^{Centroid}$  及び  $E_t^{Centroid}$  を決定した。その結果得られたピークエネルギーの入射エネルギー依存性を図 6.16 に示す。

この計算から、 $E_d = 20$  keV, Geometry3 のときの Al 膜通過後の Triton ピークのエネルギーは 707.95keV、Proton のピークのエネルギーは 2858.40keV であることがわかった。前セクションで求めた各ピークの CH 数を使うと、エネルギーと CH 数の換算式が求まる。

$$\text{Energy} = 3.028 * \text{CH} + 72.09 \text{ [keV]}$$

$$\text{Energy} = 3.113 * \text{CH} + 54.32 \text{ [keV]}$$

同様な計算から  $E_d = 60$  keV, Geometry1 の時は Triton ピークが 672.80keV、 $E_d = 20$  keV, Geometry2 の時には 741.50keV であるため、それぞれの Triton ピークの ch が 199.3ch、222.0ch になるように零点とゲインの補正を行った。変換後の測定値と計算値の比較を図 6.17 に示す。

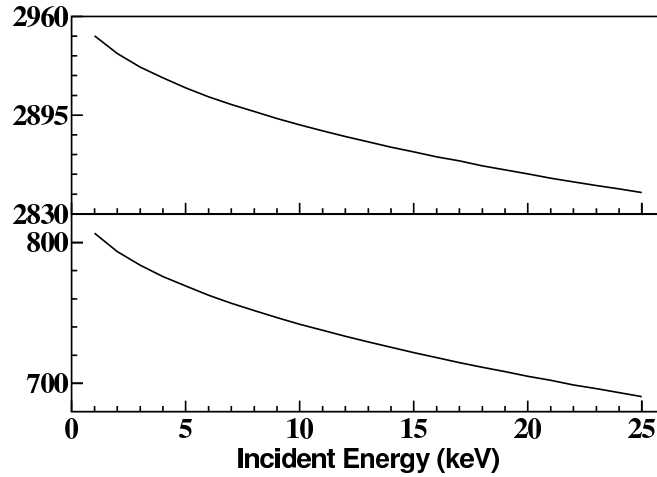


図 6.16:  $\theta = 142^\circ$  の時の、 $E_p^{centroid}$  の入射エネルギー依存性。Proton (上) と Triton (下)。いずれも  $2\mu m$  厚のアルミ膜通過後のエネルギーがプロットしてある。

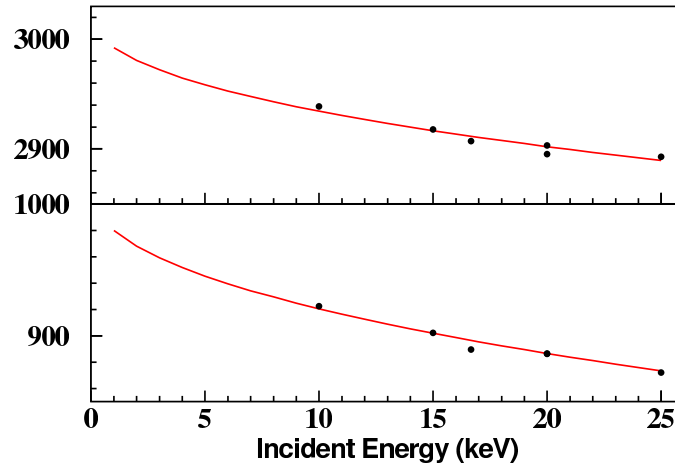


図 6.17: Geometry3 のエネルギーキャリブレーション後の、ピークの測定値と計算値の比較。上が Triton で下が Proton。赤が計算値で黒が測定値。

### 6.1.3 本測定のエネルギー分解能

固体 In 時のスペクトルを用いて、本測定におけるエネルギー分解能を求める。固体 In 時のスペクトルは本来ならば非常にシャープなピークが得られるはずであり、それがガウス分布のように見えるのは、おもに測定系の分解能によるものである。図 6.18 に、Geometry3,  $30keV$ ,  $D_3^+$ , 固体 In 時の、計算によって求めたスペクトルと、測定により得られたスペクトルを示す。測定されたスペクトル (右) は、計算されたスペクトル (左) に対して非常に幅が広い。ここで  $30keV$ ,  $D_3^+$  の測定を用いたのは、入射エネルギーが低くなるほどピークがシャープになるためであり、統計が良くデータのうち、一番エネルギーが低いものとして選んだ。測定されたスペクトルはガウス分布で fit しており、その幅を求めた。誤差の伝搬を

$$\sigma^2 = \sigma_{measured}^2 - \sigma_{calculated}^2 \quad (6.1.2)$$

として、測定系のエネルギー分解能  $\sigma$  を求めた。ここで、 $\sigma_{measured}$  は測定されたスペクトルの幅であり、fit したガウス関数の幅を用いた。 $\sigma_{calculated}$  は計算により求めたスペクトルの幅であ

り、分布の RMS を用いた。結果は以下の通りである。

$$\text{For Proton} : \sigma = \sqrt{24.1^2 - 14.3^2} = 19.4 \text{ [keV]} \quad (6.1.3)$$

$$\text{For Triton} : \sigma = \sqrt{27.7^2 - 14.9^2} = 23.4 \text{ [keV]} \quad (6.1.4)$$

本研究におけるスペクトルの計算では、上記の分解能を用いる。

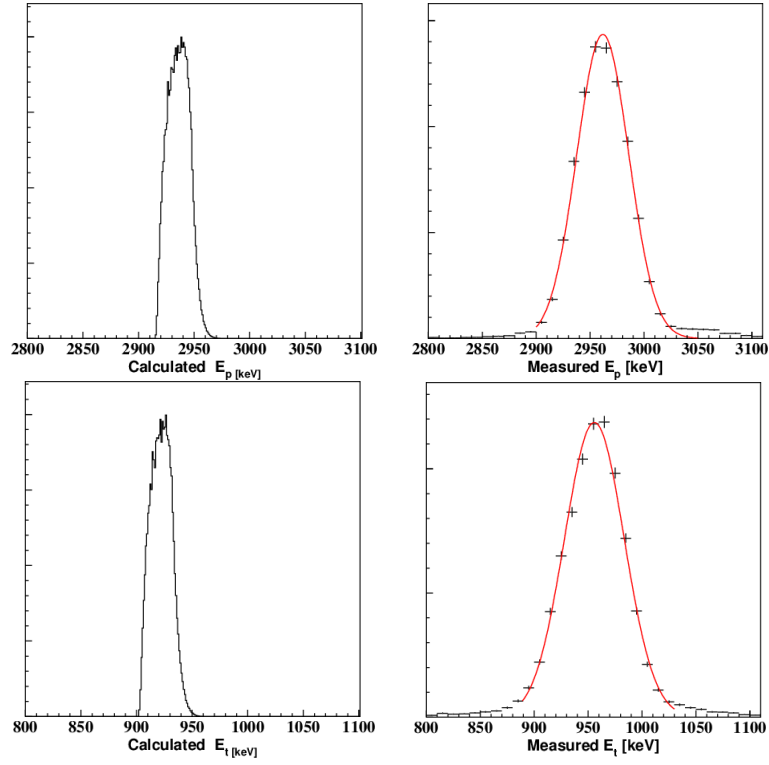


図 6.18: Geometry3, 30keV,  $D_3^+$ , 固体 In 時のエネルギースペクトル。左が計算値であり、右が測定値、上が Proton で下が Triton である。赤い線は測定値をガウス関数で fit した結果である。



### 6.1.4 純粋な液体 In 中での $d(d,p)t$ 反応のスペクトル

最終的に得られた液体 In 標的時の典型的なスペクトルを示す。また、他のエネルギーなどの全スペクトルは付録に示す。

図 6.19, 6.20 は液体 In 標的時に  $D_3^+$  ビームを使用した際に観測される  $d(d,p)t$  反応のバックグラウンド除去後の典型的なエネルギー・スペクトルである。図 6.19 は proton のエネルギー・スペクトルであり、図 6.20 は Triton のエネルギー・スペクトルである。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry 1, 2, 3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なり、上から  $D_3^+, E = 60, 50, 45, 30 \text{ keV}$  である。全てのエネルギー、Geometry で同様に幅が広く、非対称性の大きいスペクトルが観測されている。

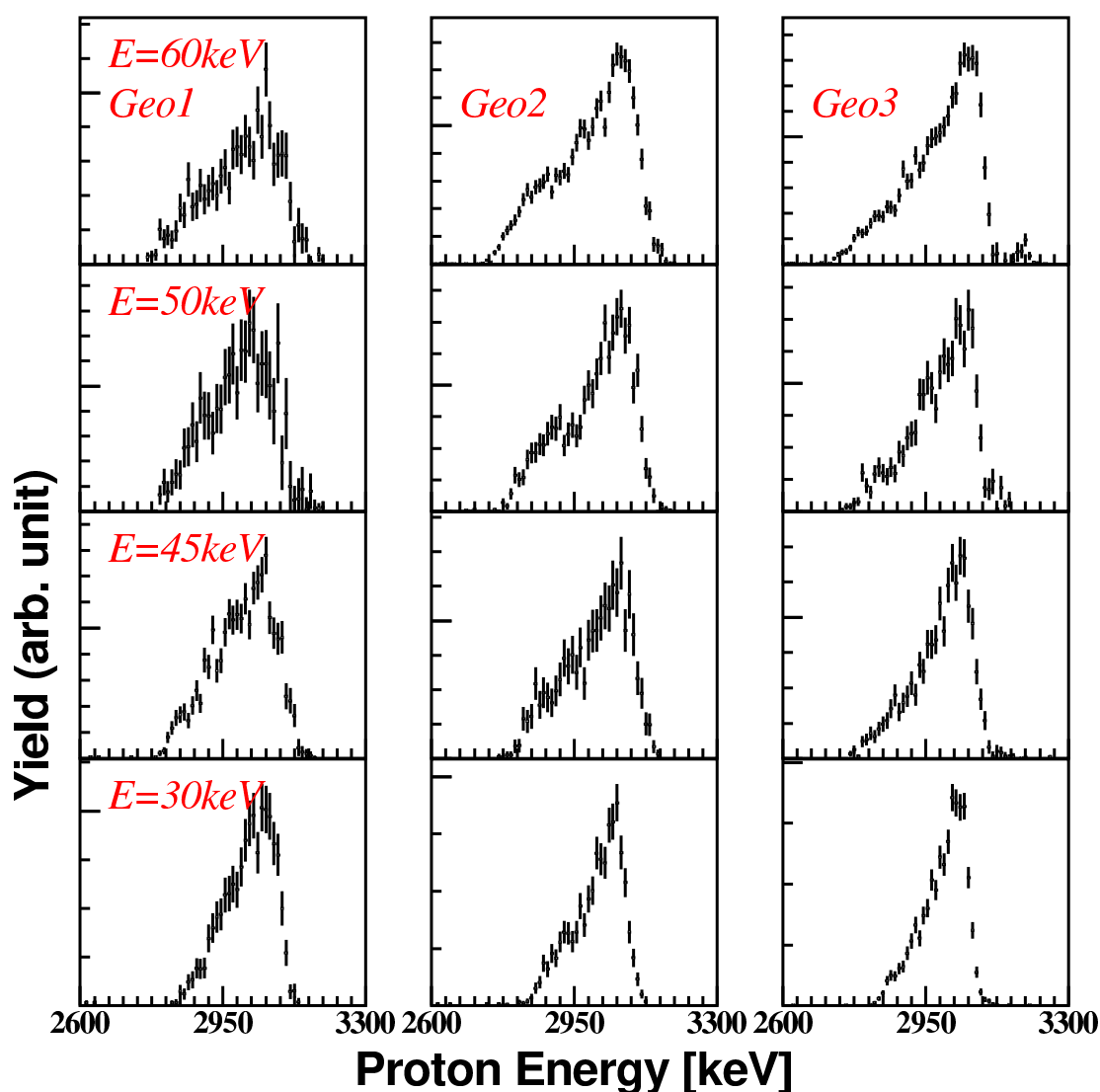


図 6.19: 液体 In 標的時に得られた proton のエネルギー・スペクトル。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry 1, 2, 3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なり、上から  $D_3^+, E = 60, 50, 45, 30 \text{ keV}$  である。

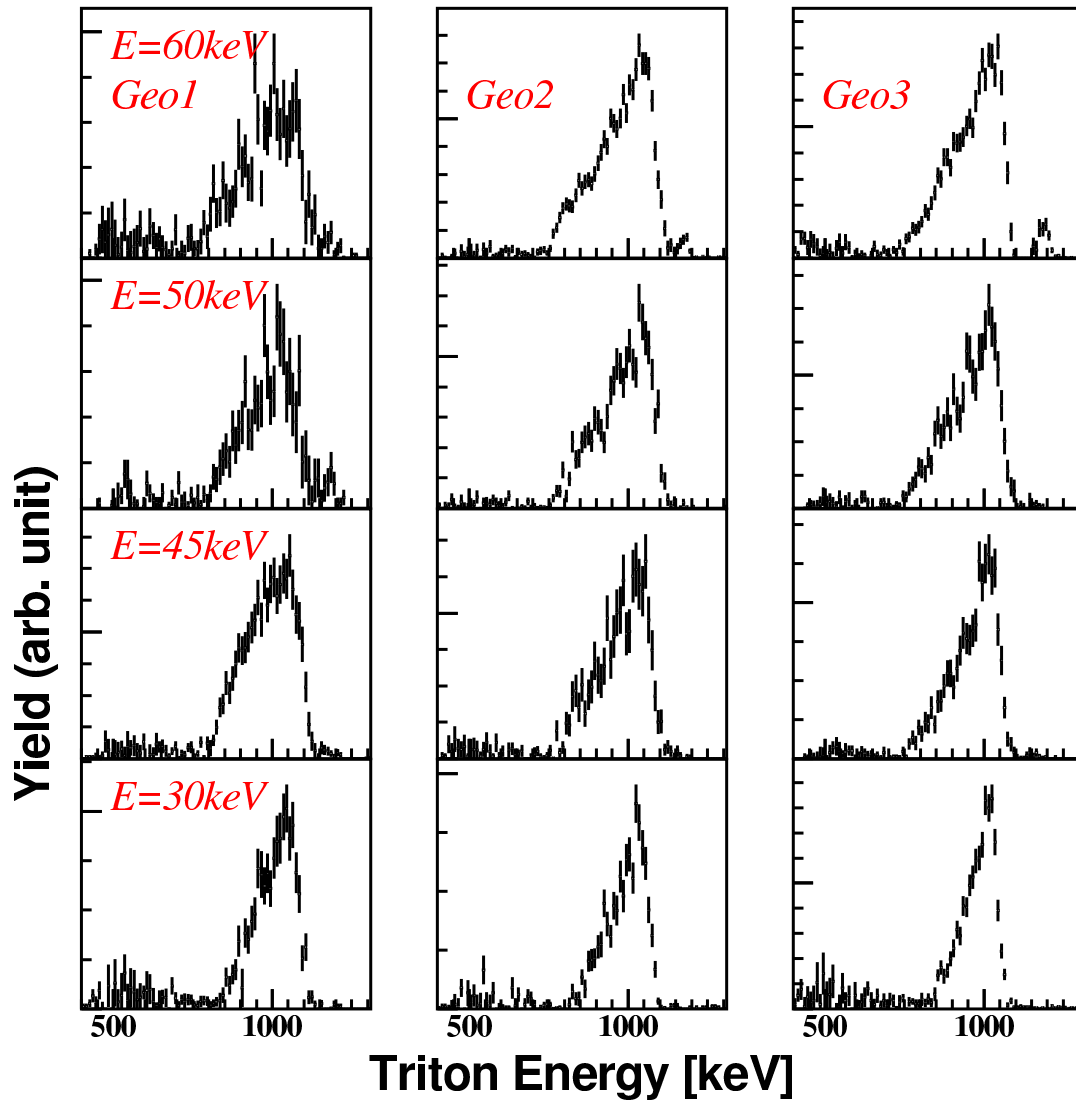


図 6.20: 液体 In 標的時に得られた triton のエネルギースペクトル。各列は Geometry によって分けられており、左から Geometry 1, 2, 3 である。各行ごとに入射エネルギーが異なっており、上から  $D_3^+$ ,  $E = 60, 50, 45, 30\text{keV}$  である。

### 6.1.5 固体 In 標的時のスペクトルとの比較

液体、固体 In 標的を用いて得られた、 $d(d,p)t$  反応のエネルギースペクトルの比較を図 6.21 に示す。図は Geometry3,  $E=60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の時の測定データであり、左が proton、右が triton のスペクトルである。黒いスペクトルは液体 In 標的時であり、赤いスペクトルは固体 In 標的時である。In の状態によりスペクトルが大きく異なっていることが分かる。

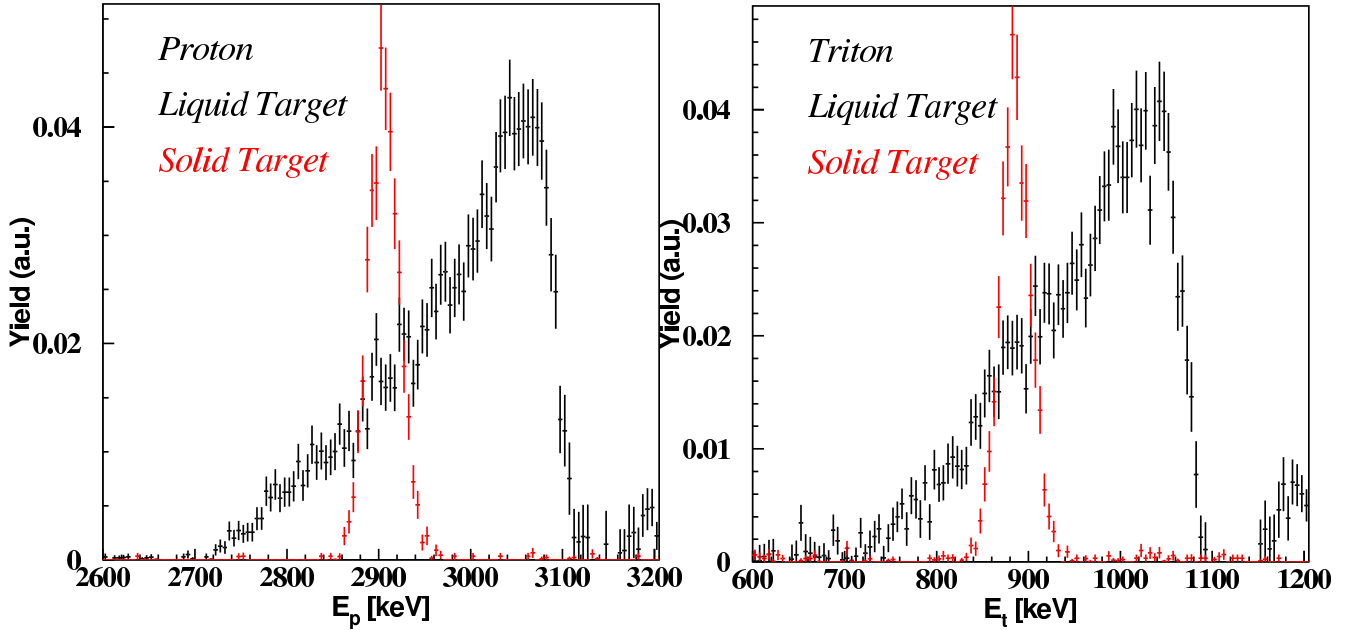


図 6.21: Geometry3( $\theta = 142^\circ$ ),  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  時の、In 標的の状態別のスペクトル。左が Proton、右が Triton であり、黒が液体 In 標的、赤が固体 In 標的を表している。

固体 In 時のスペクトルは  $E_d = 20\text{keV}$  の入射重陽子と静止重陽子による 2 体の  $d+d$  反応で理解することができる。しかし、液体 In 時のスペクトルは明らかに固体時と異なっており、それでは理解することはできない。

液体時のスペクトルが、固体時と同様に  $E_d = 20\text{keV}$  の入射重陽子と静止重陽子による反応であるとすれば液体時のピークエネルギー  $E_p \sim 3050\text{keV}$  は図 3.5 から分かるように、 $\theta \sim 80^\circ$  に対応する。これは検出器が設置されている角度  $\theta = 142^\circ$  と大きく異なっている。

また、 $E_d \leq 20\text{keV}$  の  $d(d,p)t$  反応では、放出される陽子の最低エネルギーは  $E_d = 20\text{keV}$ ,  $\theta = 180^\circ$  の時の約  $2860\text{keV}$  であり、それよりも低エネルギー側に延びているテールは到底説明することができない。低エネルギー側のテールが In 通過など何らかのエネルギーロスによるものならば、図 4.1 から、Triton のエネルギーロスは Proton の約 3 倍であり、Triton のテールが Proton のテールの 3 倍ほど長くなければならない事がわかる。

簡単にいくつかのことを検討してみせたが、このように液体時のスペクトルは典型的な 2 体  $d+d$  反応では生じ得ない。

## 6.1.6 スペクトルの入射粒子状態依存性

図 6.22 に  $60\text{keV}, D_3^+$  (左上)、 $40\text{keV}, D_2^+$  (右上)、 $20\text{keV}, D^+$  (左下) のスペクトルを示す。これら 3 つのスペクトルは全て入射重陽子あたりのエネルギーは  $E_d = 20\text{keV}$  であるが、分子状態ごとにその収量及びスペクトルが大きく異なる。これより、液体 In における幅の広いスペクトルは分子ビーム特有、または分子ビームで増強されるイベントであることが分かる。詳しい収量の比較は次節で行う。

$D^+$  の  $2900\text{keV}$  付近に見られるピークは固体ピークと同じ位置にあり、測定ごとに収量が大きく異なるため汚染膜による固体ピークだと思われる。

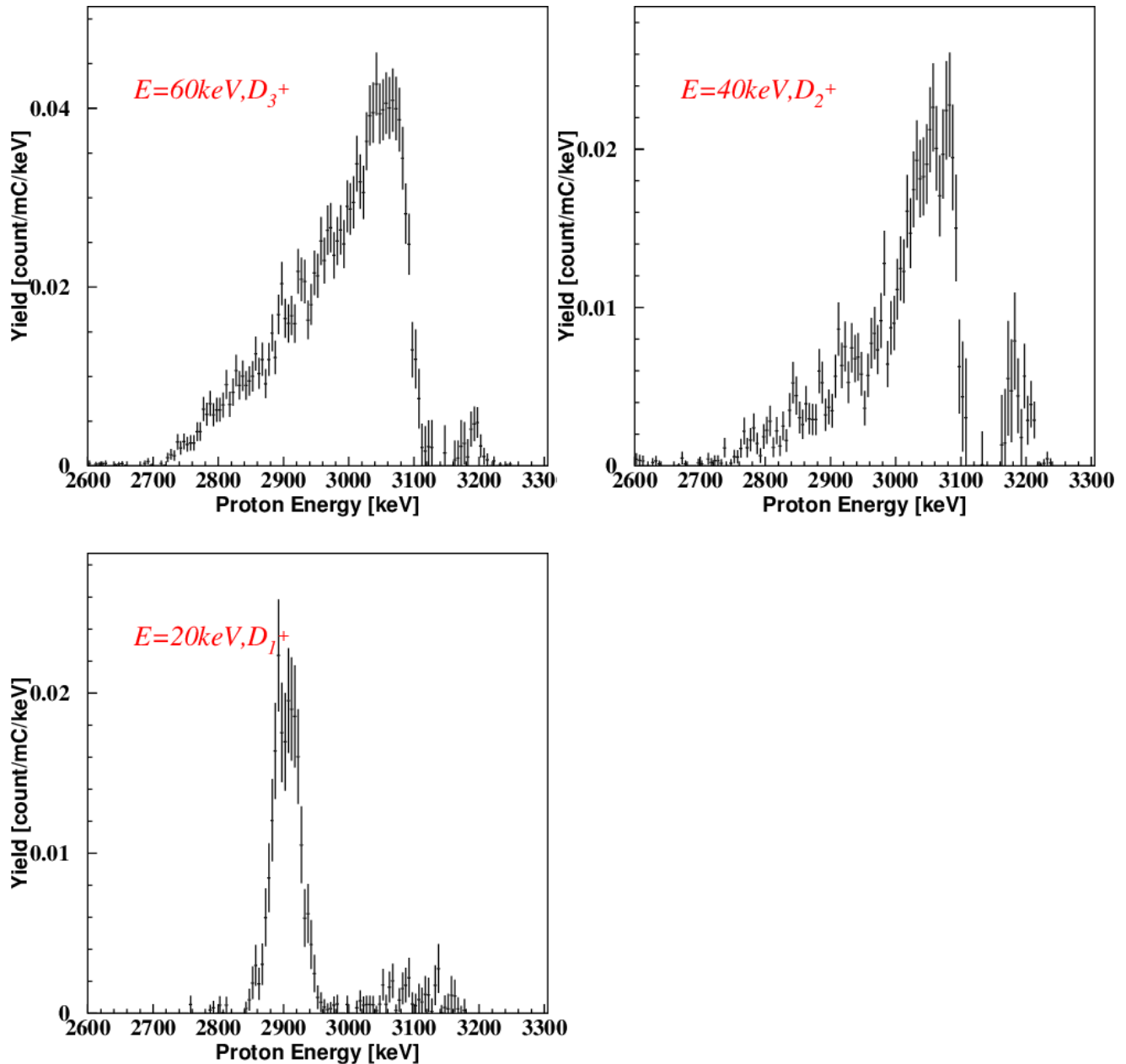


図 6.22: Geometry3 の  $E = 60\text{keV}, D_3^+$  (左上)、 $E = 40\text{keV}, D_2^+$  (左上)、 $E = 20\text{keV}, D^+$  (左下)。 $D^+$  のみ、幅の広いピークがほとんど見られない。 $D^+$  の  $2900\text{keV}$  にあるピークは汚染膜による固体ピークである。

### 6.1.7 エネルギースペクトルの重心、幅

今、全カウント  $N$  が観測され、エネルギー  $E_i$  の位置に  $n_i$  カウント計数したとする。この時重心  $E_\mu$  は、

$$E_\mu = \frac{\sum_i n_i E_i}{N} = \frac{\sum_i n_i E_i}{\sum_i n_i} \quad (6.1.5)$$

として求めることができる。また、その誤差  $\Delta E_\mu$  の評価を考える。 $n_i$  の誤差を  $\sqrt{n_i}$  としたとき、誤差の伝搬則より

$$\Delta E_\mu = \sqrt{\sum_i \left( \frac{\partial E_\mu}{\partial n_i} \right)^2 (\sqrt{n_i})^2} \quad (6.1.6)$$

となるが、

$$\frac{\partial E_\mu}{\partial n_i} = \frac{E_i}{N} - \frac{\sum_i n_i E_i}{N^2} \quad (6.1.7)$$

であるので、

$$\Delta E_\mu = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_i n_i (E_i - E_\mu)^2} \quad (6.1.8)$$

が得られる。

また、スペクトルの幅  $E_\sigma$  は、

$$E_\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i n_i (E_i - E_\mu)^2}{\sum_i n_i}} \quad (6.1.9)$$

として求めることができ、

$$\frac{\partial E_\sigma}{\partial n_i} = \frac{E_\sigma}{2N} \left\{ \frac{(E_i - E_\mu)^2}{E_\sigma^2} - 1 \right\} \quad (6.1.10)$$

であるので、

$$\Delta E_\sigma = \frac{E_\sigma}{2N} \sqrt{\frac{\sum_i n_i (E_i - E_\mu)^4}{E_\sigma^4} - N} \quad (6.1.11)$$

が得られる。

上記の計算で得られたスペクトルの重心及び、幅を図 6.23 に示す。左側が重心、右側が幅であり、上が proton、下が triton である。図中の色はそれぞれ Geometry が異なっており、黒が Geometry1、赤が Geometry2、緑が Geometry3 である。丸のプロットは液体標的、三角のプロットは固体標的をあらわす。赤と緑のラインはそれぞれ計算から求めた  $\theta = 124^\circ$  及び  $\theta = 142^\circ$  の時の固体標的時のスペクトルの重心である。

これらの値を求める際のエネルギーの範囲は、収量の計算をするときと同じ範囲を用いた。また、固体標的時については、ピークをガウス関数で fit し、中心値  $\pm 3\sigma$  を計算範囲とした。

固体標的時の重心は計算から求めた重心と非常によく一致している。proton の Geometry2 が系統的に 10keV ほど赤いラインからずれているのはエネルギー校正の問題だと思われる。数値は異なるが液体、固体標的時ともに入射エネルギーの増加に合わせて、重心が下がっていくという同様の傾向を示している。

しかし、幅は液体、固体で振る舞いが大きく異なっている。固体標的時は入射エネルギーが増加してもほぼ幅は一定なのに対し、液体標的時は急激に幅が上昇していく。

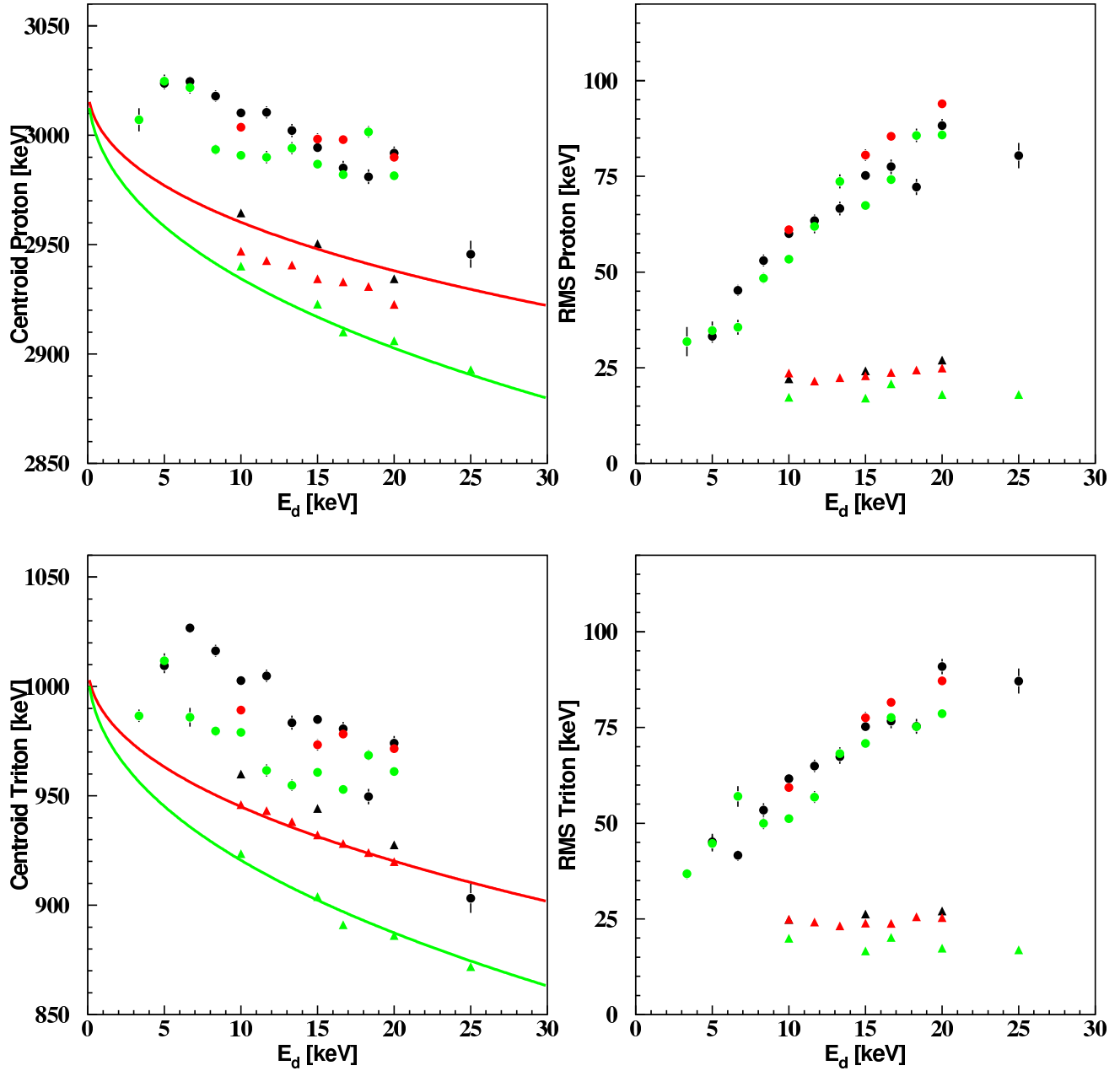


図 6.23: スペクトルの重心 (左) 及び幅 (右)。上は Proton で、下は Triton である。図中の黒は Geometry1, 赤は Geometry2, 緑は Geometry3 を表し、丸のプロットは液体標的、三角のプロットは固体標的である。赤と緑のラインはそれぞれ計算から求めた  $\theta = 124^\circ$  及び  $\theta = 142^\circ$  の時の固体標的時のスペクトルの重心である。

## 6.2 収量

### 6.2.1 収量の算出

収量を求めるにあたり、その積分範囲を決定する。実験セットアップの際に述べた様に、本実験では制御系によってフォアグラウンドとバックグラウンドを交互に測定している。バックグラウンドの際はビーム電流をファラデーカップによって測定しているが、フォアグラウンドの際はビーム電流を測定していない。従って、バックグラウンドで測定されたビーム電流からフォアグラウンドの際のビーム電流を推定する事になる。今回は、あるフォアグラウンド間のビーム電流を、その前後のバックグラウンド間のビーム電流の平均値とした。ただし、ファラデーカップの異常などにより、正しいビームカレントを計測できていなかった測定も存在し、そのようなものは収量の解析から取り除いた。

#### 積分範囲

収量の算出における積分範囲を決めるにあたり、エネルギースペクトルを以下の関数で fit した。

$$f(E) = \begin{cases} A_1 \text{freq} \left( \frac{-(E-A_2)}{A_3} \right) & (E \geq A_2) \\ A_1 \left( \text{freq} \left( \frac{-(E-A_2)}{A_3} \right) + A_4(E - A_2) \right) & (E < A_2 \ \& \ f(E) \geq 0) \\ 0 & (otherwise) \end{cases} \quad (6.2.1)$$

fit の結果を使い、 $A_2 - \frac{1}{A_4} \leq \text{Energy} \leq A_2 + 2A_3$  を積分範囲とした。この範囲は両端で  $f(E) \sim 0$  となる範囲を示している。図 6.24 に、fit の例とその積分範囲を示す。左図が Triton、右図が Proton のスペクトルであり、赤線が式 6.2.1 による fit であり、青線が fit により決定された積分範囲である。また、統計が少なく fit が困難なものについてはスペクトルを見て個別に積分範囲を決めた。また、ここで決めた範囲は重心や幅を計算する際の範囲にも用いた。

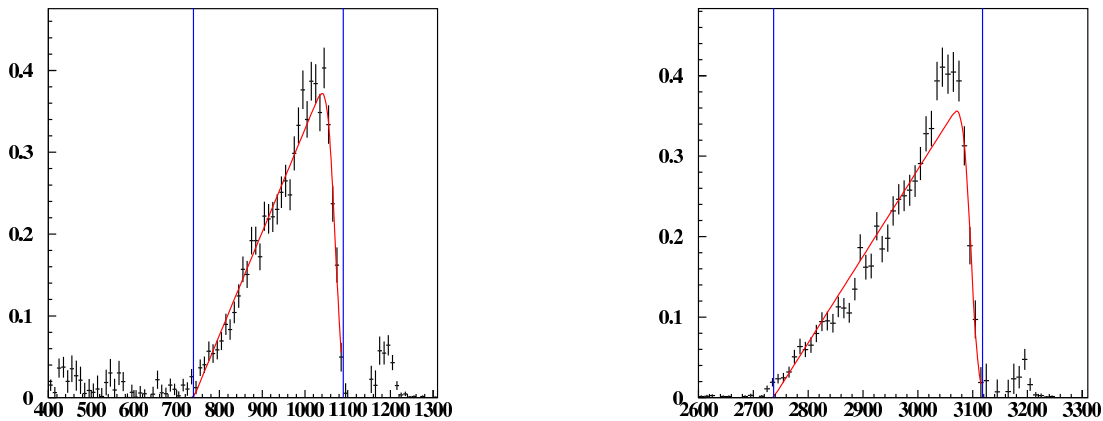


図 6.24: Geometry3,  $E_d = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の時の積分範囲決定の様子。左が Triton、右が Proton である。赤線は fit した関数を表し、青線は積分範囲を表す。

### 6.2.2 収量のエネルギー依存性

測定により得た、収量のエネルギー依存性を図 6.25、図 6.26 に示す。図 6.25 は Proton、図 6.26 は Triton の収量のエネルギー依存性を表している。その際、ファラデーカップの異常により、正確なビームカレントが測れていなかった期間に行った測定の収量が系統的に高くなったため、その時期の実験データは収量の解析に用いらなかった。なお、検出器の角度が同じである Geometry2 と Geometry1 を統一するために、Geometry2 の収量には Geometry1,2 の検出器の立体角比 1.42 を乗じている。プロットされている点に対して、

$$F(E_d) = A_1 \exp \left( \frac{A_2}{\sqrt{E_d}} \right) \quad (6.2.2)$$

で fit を行っており、赤いラインは  $A_2 = 44.39$  とし  $E_d = 20 \text{ keV}$  で Normalize したものである。詳しい計算は付録に示すが、固体標的時の収量のエネルギー依存性は  $A_2 = 44.39$  とした赤のラインに近似される。液体 In 標的に対する fit の結果は proton が  $\theta = 124^\circ$  で  $A_2 = 14.1 \pm 0.1$ 、 $\theta = 142^\circ$  で  $A_2 = 14.4 \pm 0.1$ 、triton が  $\theta = 124^\circ$  で  $A_2 = 13.8 \pm 0.1$ 、 $\theta = 142^\circ$  で  $A_2 = 14.3 \pm 0.2$  となっていて、液体時の  $A_2$  は固体時の約  $1/3$  になっている。この  $A_2$  は式 (2.1.3) の Sommerfelt parameter により決まっている値であり、単純に考えれば、液体時の  $A_2$  が固体時に比べ  $1/3$  になるということは、effective な電荷が減少して  $Z_1 Z_2$  が  $1/3$  になるか、effective なエネルギーが増加し  $E$  が 9 倍になることに相当する。これらのことから、非常に大きな遮蔽効果が生じている。または、標的が運動をしていることが示唆される。このようなことは通常では起こり得なく、非常に異常なものである。

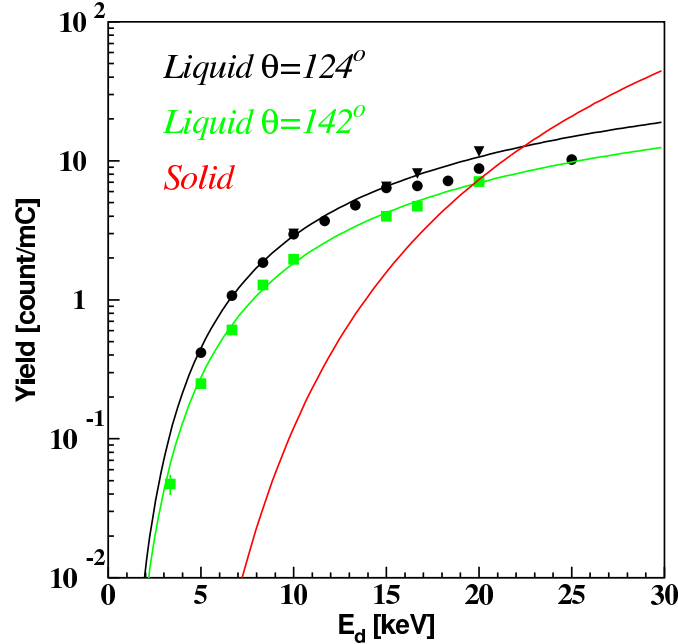


図 6.25: 入射粒子が  $D_3^+$  の時の Proton の収量の入射エネルギー依存性。黒が  $\theta = 124^\circ$ 、緑が  $\theta = 142^\circ$  を表している。プロットしてある  $\circ$  は Geometry1、 $\square$  は Geometry2、 $\triangle$  は Geometry3 を表している。



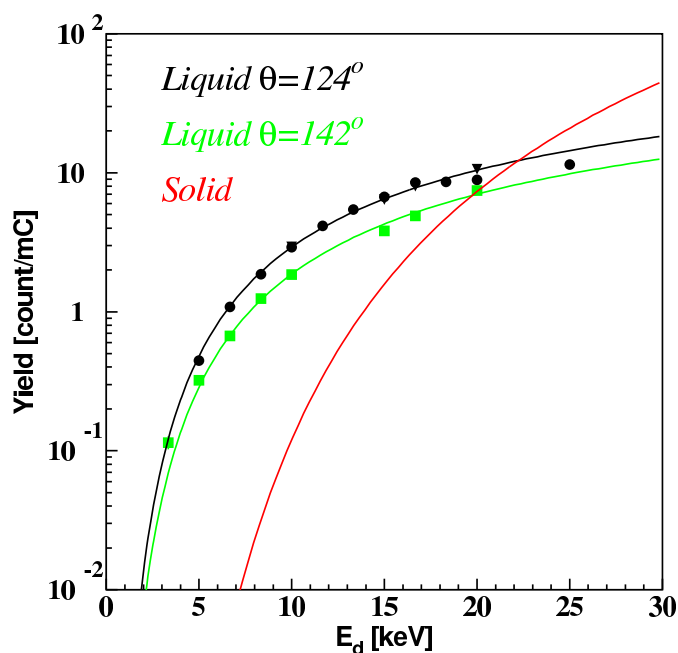


図 6.26: 入射粒子が  $D_3^+$  の時の Triton の収量の入射エネルギー依存性。黒が  $\theta = 124^\circ$ 、緑が  $\theta = 142^\circ$  を表している。プロットしてある  $\circ$  は Geometry1、 $\square$  は Geometry2、 $\bullet$  は Geometry3 を表している。

### 6.2.3 収量のビームカレント依存性

#### 金属中の重陽子密度

収量のビームカレント依存性は、金属中の重陽子密度がビームカレント、またはその熱量に依存することによって生じる。重陽子を金属に照射し、金属内部に重陽子ターゲットを作り出す実験では、金属内の重陽子密度は様々な要因で変化する。以下にその理由を挙げる。

金属に重陽子が入射し金属内部で停止すると、その重陽子は金属内に蓄積されていくためその密度は時間経過とともに上昇していく。その一方で、密度勾配などによる拡散で重陽子はビームの飛程外に輸送される。結果として、一定時間経過後の重陽子密度は平衡状態に達し、一定になると考えられる。この平衡状態となった時の重陽子密度は、拡散の速度と時間あたりの入射粒子数つまり、ビームカレントに依存する。拡散は熱運動などによって生じるため、金属の温度が高くなれば拡散の速度が早くなり、重陽子密度は低くなる。標的を冷やすなどをして温度が一定であれば、ビームカレントが大きくなれば重陽子密度も高くなると考えられる。

#### 液体 In 標的時の、収量のビームカレント依存性

図 6.29 に測定から得られた、液体 In 標的時の収量のビームカレント依存性を示す。左が Geometry3,  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$ 、右が Geometry3,  $E = 30\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の proton の収量のビームカレント依存性である。赤いラインは測定データを 0 次関数で fit した結果である。収量に大きなカレント依存性は見られず、ほぼ一様になっている。

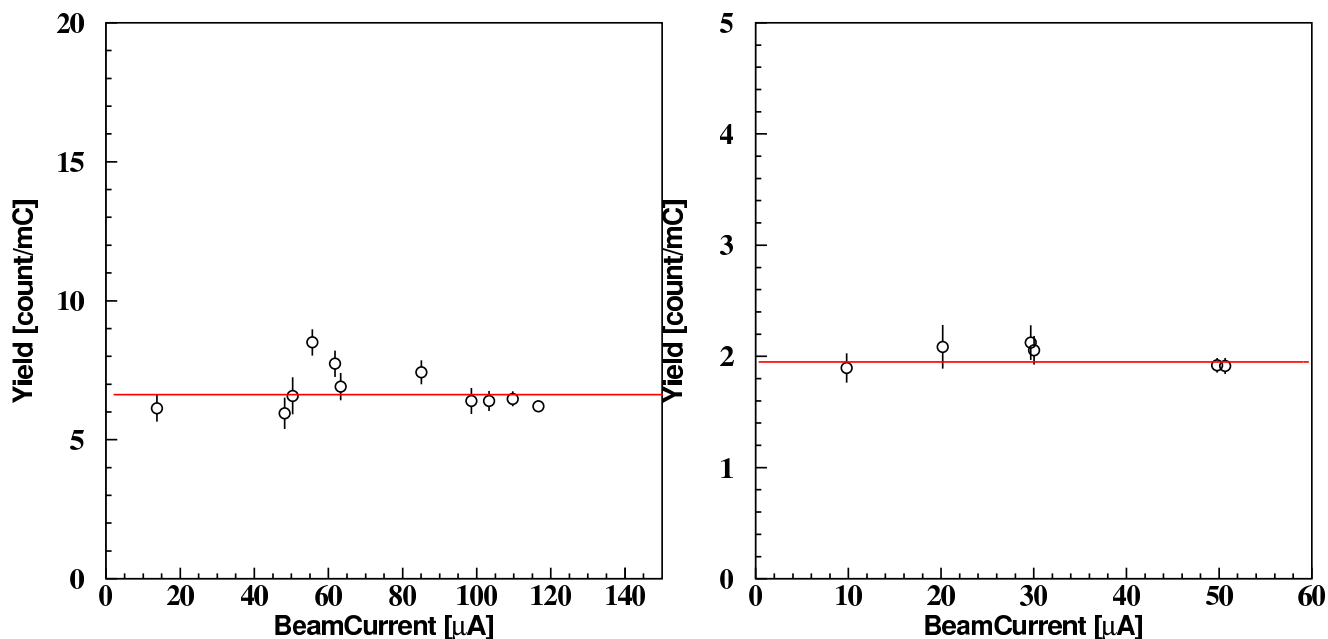


図 6.27: 液体 In 標的時、Geometry3,  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  (左) 及び、 $E = 30\text{keV}$ ,  $D_3^+$  (右) の収量のビームカレント依存性。赤のラインは測定データを 0 次関数で fit した結果である。

また、測定から得た収量の In 標的の温度依存性を図 6.28 に示す。Geometry2,  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  のデータを使用し、横軸は標的金属の温度であり、縦軸は proton の収量である。赤いラインは測定データを 0 次関数で fit した結果である。わずかな温度依存性が見られるようにも見えるが、先ほどの議論のような温度が高くなれば収量が減るといった単純な相関は示していない。収量の温度依存性は先述した標的重陽子密度の変化や、In の密度変化による  $dE/dx$  の変化などにより生じるが、本実験で見られている温度依存性の理由の詳細は不明である。

これらの依存性がない、または非常に小さいことから、液体 In 中における標的重陽子は固体金属中と大きく異なることが示唆される。入射粒子が分子状態の時のみこのようなイベントが見られることから、入射重陽子と標的重陽子が一体であることが示唆されるが、詳細は考察の章で述べる。

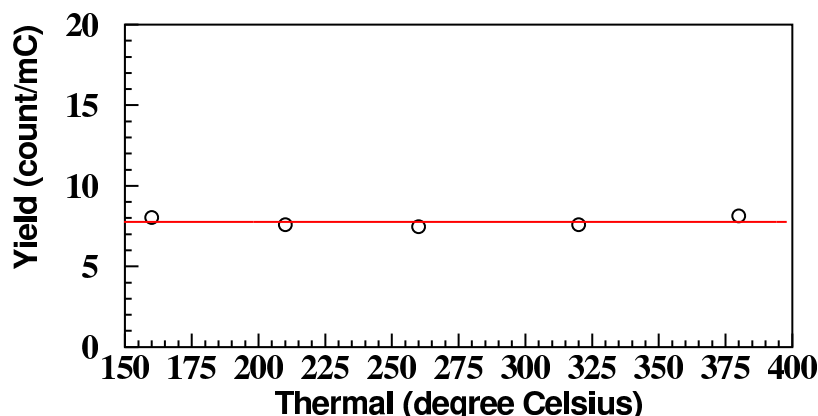


図 6.28:  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$ , Geometry2 の収量の温度依存性。赤いラインは測定データを 0 次関数で fit した結果である。ビームカレントは全ての測定で約  $20\mu\text{A}$  である。

対比として、測定から得られた固体 In 標的時の収量のビームカレント依存性を図 6.29 に示す。Geometry3,  $E = 30\text{keV}$ ,  $D_3^+$  のデータを使用しており、縦軸が proton の収量であり、横軸が

ビームカレントである。非常に大きなカレント依存性が見えており、約  $3\mu A$  と約  $52\mu A$  で収量が一桁近く異なっている。本実験においてはターゲットの冷却などは行っておらず、ビームカレントが上昇すれば、それに伴い平衡時の標的溫度も上昇していく。その結果、熱運動による重陽子の拡散が大きくなり、収量が減少したものと考えられる。

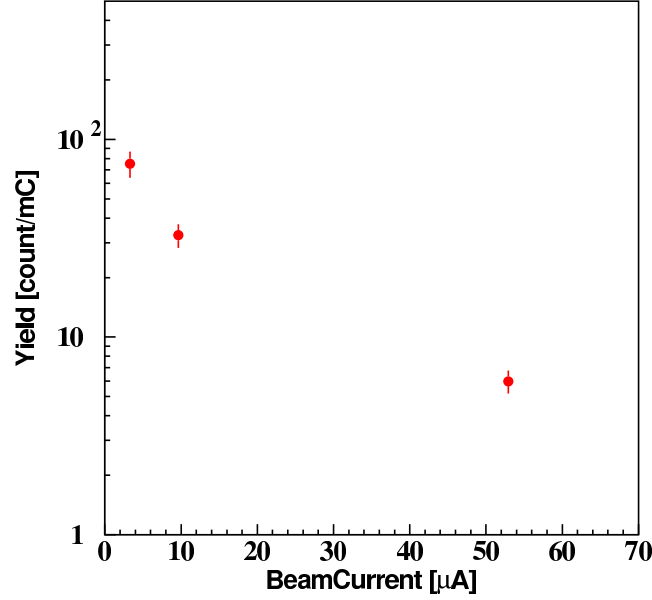


図 6.29: 固体 In 標的時、Geometry3,  $E = 30keV$ ,  $D_3^+$  の収量のビームカレント依存性。

#### 6.2.4 収量の入射粒子依存性

収量の入射粒子依存性を示す。 $E_d = 20keV$  の測定を三種類の分子状態で行っており、それぞれの収量は以下の様になった。

- $60keV, D_3^+$   $7.09 \pm 0.10$  [count/mC]
- $40keV, D_2^+$   $2.808 \pm 0.071$  [count/mC]
- $20keV, D^+$   $0.0337 \pm 0.0061$  [count/mC]

なお、 $20keV, D^+$  の積分領域は  $60keV, D_3^+$  と同じであるが、固体ピークの領域は除いて積分を行っている。

これらの収量は入射 mC で Normalize されている、つまり入射分子数当たりで Normalize されている。これを入射重陽子数での Normalize に変更すると、

- $60keV, D_3^+$   $2.36 \pm 0.03$  [count/pmC]
- $40keV, D_2^+$   $1.404 \pm 0.036$  [count/pmC]
- $20keV, D^+$   $0.0337 \pm 0.0061$  [count/pmC]

となる。比率をとると  $D_3^+ : D_2^+ : D^+ \sim 70 : 42 : 1$  となる。

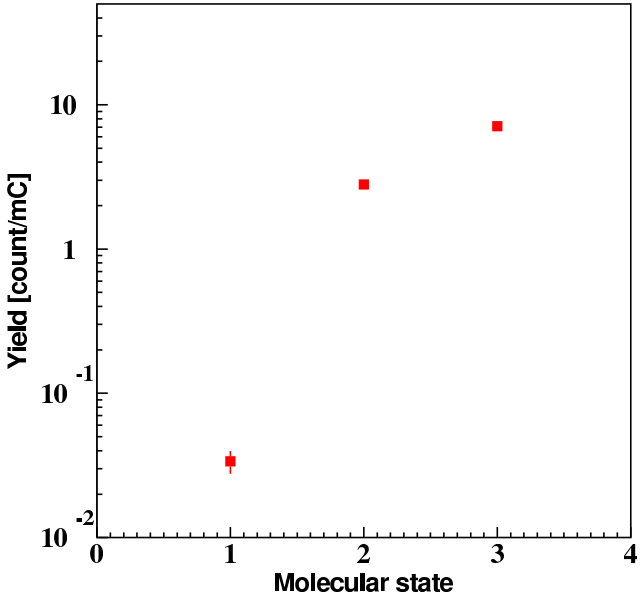


図 6.30: 液体 In 標的時、Geometry3,  $E_d = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の収量の入射粒子の分子状態依存性。左から  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$  の収量である。



## 第7章 考察

### 7.1 実験結果のまとめ

液体 Indium 中での d+d 反応について、これまでに得られた主な実験事実を列挙する。

- エネルギースペクトル

- 収量が少ないため、通常では問題にならない検出器前面の Al 膜からの d(d,p)t 反応が見えており、大きなバックグラウンドとなっていた。
- 固体時のスペクトルと大きく異なっており、ピーク位置が高く、幅が広く、非対称性が大きい。
- 通常の 2 体反応では説明できない範囲にまでスペクトルが広がっている。

- 収量

- 固体時と比較して、極端に収量が少ない。  
Liquid:Solid  $\sim 1:15$  ( $E = 60\text{keV}, D_3^+$ )
- 固体時と比較して、入射エネルギーの減少に伴う収量の減少が非常に緩やかである。  
$$Y \propto \exp(-A/\sqrt{E}) \quad \text{For Liquid B} \sim 13-15$$
  
$$\text{For Solid B} \sim 44$$
- 入射粒子の分子状態に依存する。  
$$Y_{D_2^+} : Y_{D_3^+} \sim 1 : 1.7 \text{ [count/pmC]}$$
  
$$\sim 1 : 2.5 \text{ [count/mC]}$$
  
$$Y_{D^+} \ll 1$$
- ビームカレントに依存しない。
- ホスト金属の温度に依存しない。

以上の結果を基に、液体 In 中で見られる異常な d+d 反応についての考察を行う。

## 7.2 実験事実からの考察

### 7.2.1 標的重陽子の運動

本研究で得られた液体時のエネルギースペクトルは、標的重陽子が静止しては生じ得ない。このことは2体の運動学から明らかである。また、逆に、標的重陽子に運動を与えることによって、ある程度はスペクトルを再現することが可能である。以下に標的重陽子に熱運動を与えた例を示す。

#### 熱運動モデル

標的重陽子が熱運動をしていると仮定した時に得られるエネルギースペクトル及び収量をモンテカルロシミュレーションを用いて求めた。

標的重陽子に三次元的な運動を与えた。その運動エネルギーの分布はボルツマン分布、

$$P(E) \propto \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (7.2.1)$$

に従う。ここで、平均運動エネルギーは  $1.5k_B T$  である。標的重陽子は In 中に一様に分布し、それらの標的重陽子とビームによる入射重陽子による  $d(d,p)t$  反応の Thick-target Yield を計算した。

図7.1に計算により求めたエネルギースペクトルの一例を示す。プロットされている黒点は測定データであり、Geometry3,  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  のものである。3本のラインは標的重陽子が熱運動をしている際に得られるスペクトルである。それぞれ温度が異なり、 $k_B T = 0\text{keV}$  (青),  $4\text{keV}$  (緑),  $6\text{keV}$  (赤) である。静止標的 (青) と比べ、標的のターゲットを上昇させることにより、ピーク位置が高くなる、幅が広がるなどの特徴を再現することができている。

スペクトルの重心及び幅の入射エネルギー依存性を図7.2に示す。緑点は測定より得られた、 $d(d,p)t$  反応のスペクトルの重心及び幅であり、赤線は計算より求められた、標的重陽子が熱運動をしている際のスペクトルの重心及び幅である。定性的には、計算値が実験値を良く説明しているが、そのためには標的重陽子の温度が入射ビームエネルギーに依存していることを必要とした。

標的の温度を  $k_B T = 0.3E_d$  とした際の、収量のエネルギー依存性を図7.3に示す。緑は測定値であり、Geometry3 のものである。青線は固体標的時 (= 標的が静止)、赤線は標的重陽子が熱運動をしてる際の収量の計算値であり、 $E_d = 10\text{keV}$  で測定値と一致するように Normalize している。各色のラインは  $Y \propto \exp(-A/\sqrt{E_d})$  で書かれており、

- 液体標的  $A \sim 14.4$
- 熱運動  $A \sim 24.7$
- 固体標的  $A \sim 44.4$

である。熱運動を与えた際の収量が実験値を再現しているとはいえないが、標的重陽子が静止しているよりもはるかに良く測定値を説明していることがわかる。

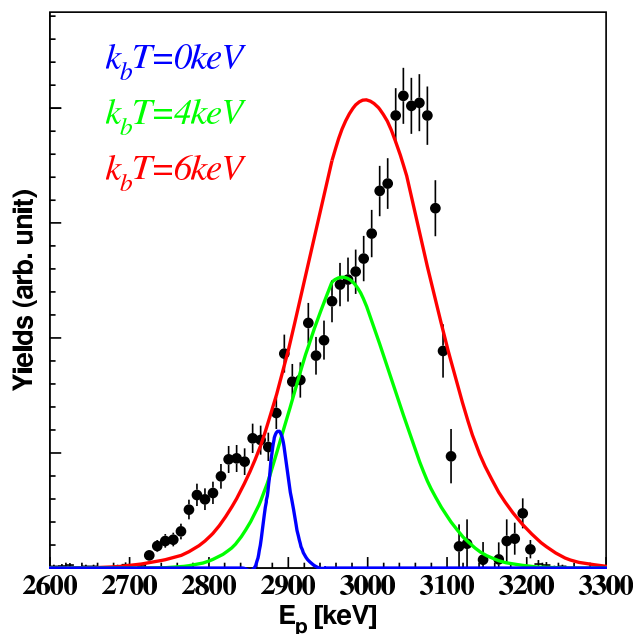


図 7.1: 標的重陽子が激しい熱運動をしているとしたときの、 $d(d,p)t$  反応のスペクトル。標的の温度はそれぞれ  $k_b T = 0 \text{ keV}$  (青),  $4 \text{ keV}$  (緑),  $6 \text{ keV}$  (赤) である。プロットされている黒点は測定データであり、*Geometry3*,  $E = 60 \text{ keV}$ ,  $D_3^+$  のものである。

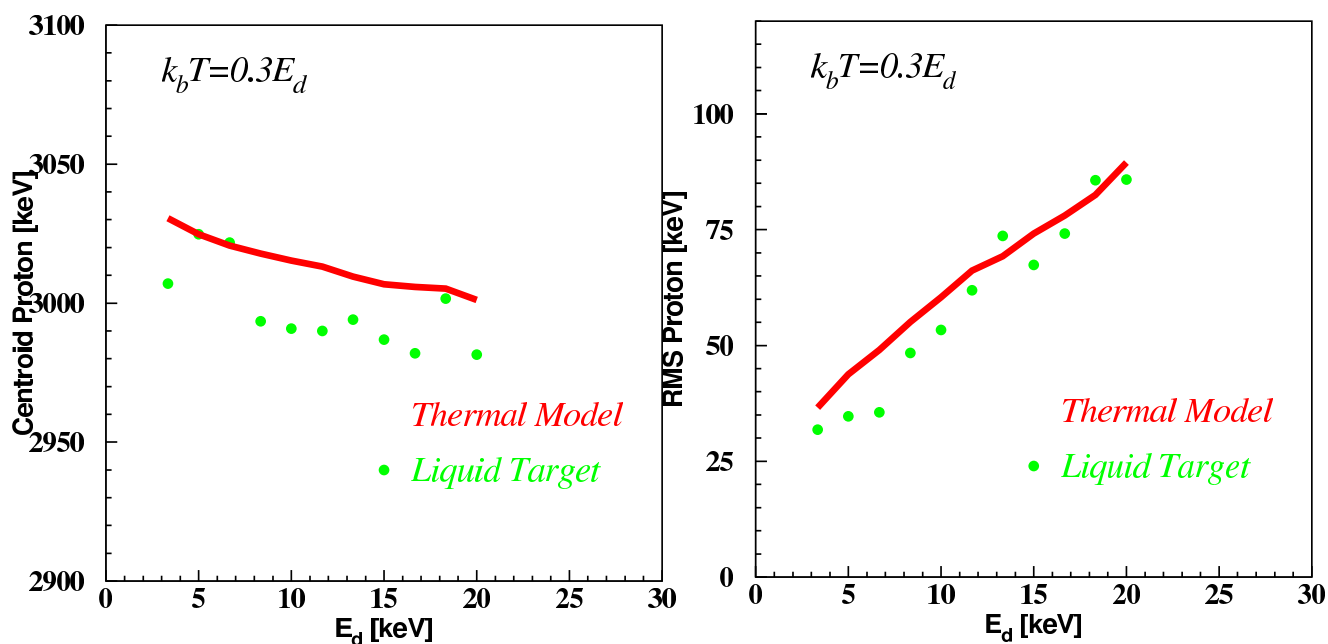


図 7.2: 標的重陽子が激しい熱運動をしているとしたときの、スペクトルの重心及び幅の入射エネルギー依存性。*Geometry3* での測定値 (緑) 及び計算値 (赤)。標的の温度を入射エネルギーの 0.3 倍とすると、重心と幅の変化が良く再現できる。

### 熱運動モデルのまとめ

ここまでの議論から、熱運動モデルでも定性的には、ピーク位置のシフト及び幅の広さを説明することができることがわかった。その際の標的温度は入射ビームエネルギー依存性を持ち、 $k_b T \sim 0.3 E_d$  である必要があった。これは温度にして  $10^7 \sim 10^8 K$  程度となり、熱運動と呼ぶ



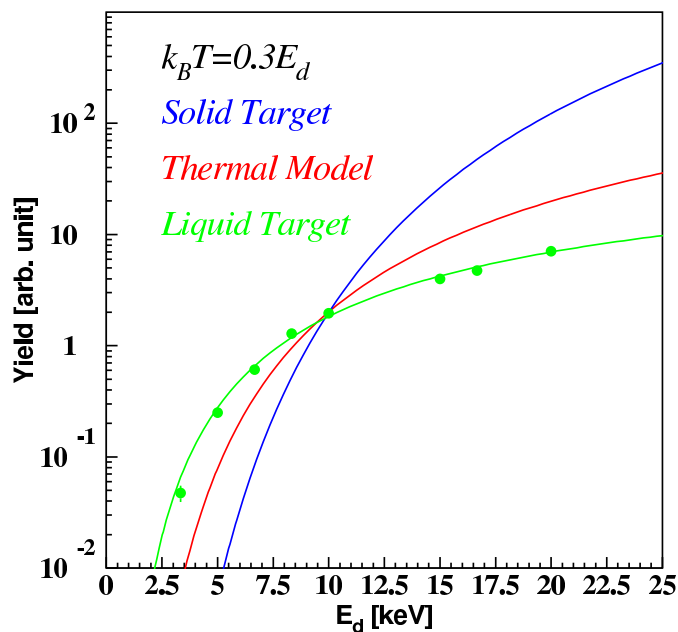


図 7.3: 標的重陽子が激しい熱運動をしているとしたときの、 $d(d,p)t$  反応の収量。青線は固体標的時、緑線は液体標的時、赤線は熱運動モデルによる計算値である。熱運動モデルの計算時には標的の温度に入射エネルギー依存性を与え、 $k_b T = 0.3 E_d$  とした。

には高すぎる温度である。また、非対称性を再現することはできず、収量も実験値を再現しない。実験事実である、収量の入射粒子の分子状態依存性などに対する回答もこのモデルでは示すことはできない。しかし、このモデルの考察から、標的重水素は keV オーダーの運動エネルギーを持つ必要があり、その大きさには入射エネルギーに対する依存性があるだろう事が推測できる。

### 7.2.2 収量の各種依存性

収量に入射粒子の分子状態依存性が存在し、入射ビームが  $D^+$  である時には  $Y \ll 1$  であることから、この反応は分子ビーム特有の現象で有ることがわかる。また、収量にビームカレント依存性及び、温度依存性が見られないことから標的重陽子は金属内にインプラントされた重陽子ではない可能性が示唆される。

これらの事実の示唆及び考察から以下のモデルを考案した。

## 7.3 Cooperative Colliding Model

モデルの概略図を図 7.4 に示す。このモデルでは、入射分子内の重陽子のうち、1 つが Indium との弾性散乱によりその軌道を変え、同一分子内の他の重陽子と衝突し (cooperative colliding)、核反応を起こす。弾性散乱により後方に散乱されると 2 つの重陽子が Colliding Beam のように正面衝突をするため、この名前を付けた。

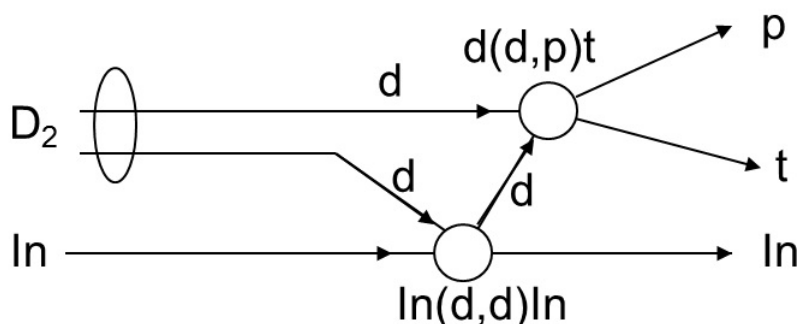


図 7.4: Cooperative Colliding Model の概略図。

### 7.3.1 モデルの詳細

時間経過にそったモデルの概略を  $D_2^+$  を例として図 7.5 に示す。まず、加速器により加速された  $D_2^+$  イオンは、電子により 2 つの重陽子が束縛された状態のまま散乱槽に導かれる。それら 2 つの重陽子は同一の運動量を持ったまま移動し続け、やがて Indium に入射する。Indium に入射した際に重陽子間の結合が切れると思われるが、その瞬間に 2 つの重陽子間のクーロン障壁が変化し、各重陽子は微小なエネルギーを得る。その大きさは、 $D_2^+$  の核子間距離が  $1.06\text{\AA}$  であるとき、約  $14\text{eV}$  である。これは本実験の最低入射エネルギー  $E_d = 3.3\text{keV}$  に比べても非常に小さく、無視できる。Indium に入射した後も、運動量の保存から 2 つの重陽子は同一の方向に進行し続ける。その際、各重陽子は Indium 中を進行することによるエネルギー損失をするが、電子によるエネルギー損失では質量の違い ( $m_d \gg m_e$ ) から重陽子の進行方向はほとんど変わらないため、2 つの重陽子の位置関係は保たれたままである。その後、どちらか片方の重陽子が Indium 原子核との弾性散乱をすることにより進行方向が変わり、ようやく 2 つの重陽子

間の位置関係が崩れる。そして、散乱された先にもう片方の重陽子が存在すれば、それら2つの重陽子は重心系のエネルギーによって決まる確率で核反応を起こす。

このような機構であれば標的重陽子の密度はカレントや温度に関わらず常に一定である。そして、分子の種類が変わることによりその標的密度が変化するため、収量の入射分子の種類に対する依存性も理解することができる。

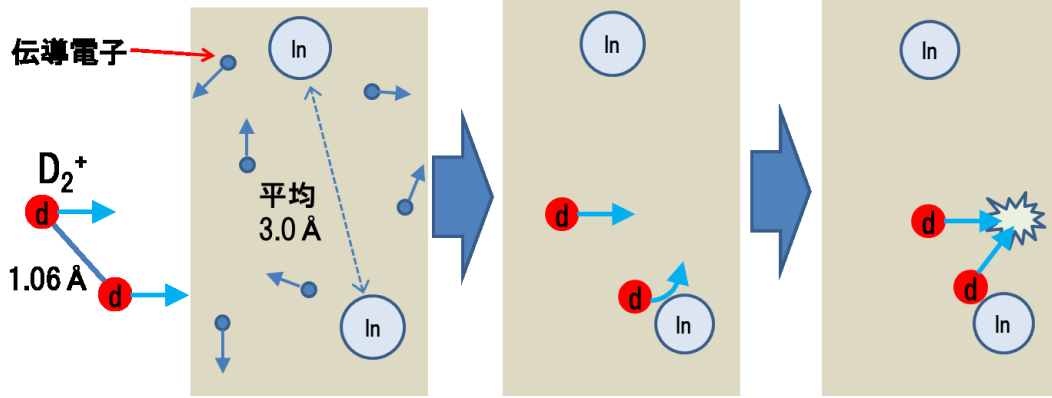


図 7.5: Cooperative Colliding Model の概略図。加速器により打ち出された  $D_2^+$  イオン内の二つの重陽子は同一の運動量を持ったまま移動し続け Indium に入射する。Indium に入射した後も、運動量の保存から2つの重陽子は同一の方向に進行し続ける。その際、各重陽子は Indium 中を進行することによるエネルギー損失をするが、電子によるエネルギー損失では質量の違い ( $m_d \gg m_e$ ) から重陽子の進行方向はほとんど変わらないため、2つの重陽子の位置関係は保たれたままである。その後、どちらか片方の重陽子が Indium 原子核との弾性散乱をすることにより進行方向が変わり、散乱された先にもう片方の重陽子が存在すれば、それら2つの重陽子は重心系のエネルギーによって決まる確率で核反応を起こす。

### 7.3.2 計算方法及び、パラメータ

計算は Indium を厚さ  $dx$  の層に区切り、ステップごとに行った。この  $dx$  の厚さは  $E_d \leq 12 \text{ keV}$  では  $dx=0.1 \text{ nm}$ 、それ以上では  $dx=1 \text{ nm}$  とした。ステップの進行によるフラックス及びエネルギーの変化の概略図を図 7.6 に示す。

まず、Indium に重陽子 A,B がエネルギー  $E_0$ 、フラックス  $F_0$  で入射する。厚さ  $dx$  の In 層を通過する間に、重陽子 A,B は In との弾性散乱によりそのフラックスを減らし、 $dx$  進行し終えた時には  $F_1$  となる。また、In 中を進行することによるエネルギーロスも受け、エネルギーは  $E_1$  となる。これらの関係は

$$E_n = E_{n-1} - \left( \frac{dE_{n-1}}{dx} \right)_{In} dx \quad (7.3.1)$$

$$F_n = F_{n-1} \left\{ 1 - R \cdot \rho_{In} dx \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{min}}^{\pi} \left( \frac{d\sigma(E_{n-1}, \theta)}{d\Omega} \right)_{Ruthe} d\Omega \right\} \quad (7.3.2)$$

として表される。ここで、 $R$  は In との散乱後に多重散乱などにより再びは反応に寄与しない割合であり、計算で求めるのが困難であるため、パラメータとした。 $\theta_{min}$  は散乱をしたとみなす最小の角度であり、今回は  $\theta_{min} = 10^\circ$  と固定して計算を行った。 $(dE_{n-1}/dx)_{In}$  は In 進行によ

るエネルギーロスであり、 $(d\sigma/d\Omega)_{Ruthe}$  は In との弾性散乱の微分散乱断面積である。これらの式については後に詳しく示す。

In を  $dx$  進行する間に重陽子が  $\theta, \phi$  方向に In(d,d)In 反応によって散乱される微小フラックス  $dF'_n$  は、

$$dF'_n(E_n, \theta, \phi) = F_n \cdot \rho_{In} dx \cdot \left( \frac{d\sigma(E_n, \theta)}{d\Omega} \right)_{Ruthe} \Delta\Omega(\theta, \phi) \quad (7.3.3)$$

として計算される。この微小フラックス  $dF'_n$  は次に生じる d(d,p)t 反応の入射フラックスとなる。散乱された重陽子 A と散乱されずに進行し続けている重陽子 B による d(d,p)t 反応により、 $\Theta, \Phi$  方向に放出される陽子の微小収量は、

$$d^2Y_n(E_n, \theta, \phi, \Theta, \Phi) = dF'_n \cdot F_n \rho_d \cdot \left( \frac{d\sigma(E_n, E'_n, \theta, \Theta)}{d\Omega} \right)_{d+d} \Delta\Omega'(\Theta, \Phi) \quad (7.3.4)$$

で表される。ここで、 $\rho_d$  は後に示す d+d 反応の重陽子密度であり、その次元は  $[atoms/cm^2]$  である。また、この際の放出陽子のエネルギー  $E_p(E_n, \theta, \phi, \Theta, \Phi)$  は式 (3.4.1) で求められる。各ステップに置ける収量は、 $d^2Y_n$  を  $\theta, \phi$  について全方位について積分し、 $\Theta, \Phi$  を検出器の有感領域について積分することによって求まる。 $\theta$  が小さいと重心系のエネルギーも小さくなり、収量にほとんど寄与しなくなるため、実際の計算では  $\theta \geq 10^\circ$  についてのみ積分を行った。 $\theta \geq 10^\circ$  としても良いということは後に示す。最終的な全収量は全ステップの収量を足し合わせることで得られる。

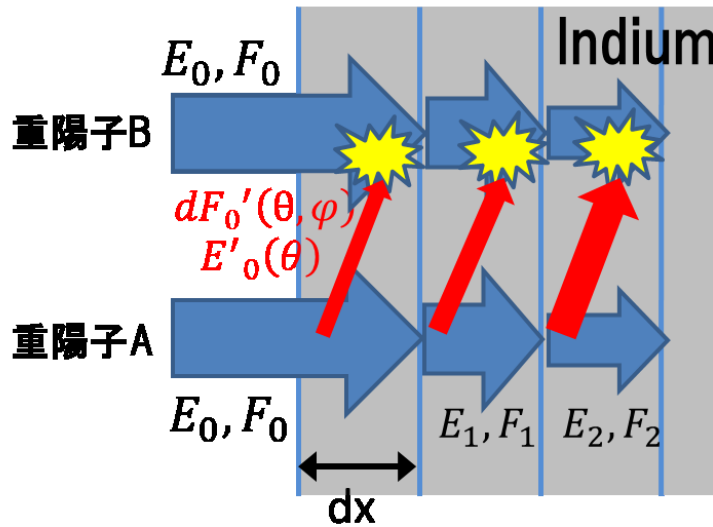


図 7.6: Cooperative Colliding Model のステップ毎のフラックス及びエネルギーの概略図。n 番目の Indium の層に重陽子 A, B がエネルギー  $E_{n-1}$ 、フラックス  $F_{n-1}$  で入射する。厚さ  $dx$  の In 層を通過する間に、重陽子 A, B は In との弾性散乱によりそのフラックスを減らし、 $dx$  進行し終えた時には  $F_n$  となる。また、In 中を進行することによるエネルギーロスも受け、エネルギーは  $E_n$  となる。

以下に計算に用いたパラメータを記す。

### Indium 中でのエネルギーロス

式 (4.1.10) に与えたエネルギーロスは核的阻止能と電子的阻止能である。このモデルで用いるべきは核的阻止能を取り除いた、電子的阻止能のみのエネルギーロスであるが keV の領域では電子的阻止能が圧倒的に優勢であるため、式 (??) をそのまま用いた。また、Indium の原子核数密度は融点の時の値である、 $3.682 \times 10^{22} \text{ [atoms/cm}^3\text{]}$  を用いた。

### Indium との弾性散乱

Indium と重陽子の弾性散乱にはラザフォード散乱の断面積を用いた。ラザフォード散乱の微分散断面積は以下の式で表される。

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left( \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\theta}{2} \quad (7.3.5)$$

In(d,d)In に対しては

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1.24 \times 10^7}{E^2} \sin^{-4} \frac{\theta}{2} \text{ [b/sr]} \quad (7.3.6)$$

である。ここで、 $\theta$  は散乱角、 $Z_1, Z_2$  は入射核及び標的核の原子番号、 $E$  は Lab 系における入射核の運動エネルギー (keV) である。

また、散乱後の重陽子のエネルギーは式 3.4.1 を  $E_A = E, E_B = 0$  として、 $m_A, m_C$  に  $m_d$  を、 $m_B, m_D$  に  $m_{In}$  を代入することで得られる。Indium の数密度はエネルギーロスと同様に  $3.682 \times 10^{22} \text{ [atoms/cm}^3\text{]}$  を用いた。

図 7.7 は、Indium 中を 1nm 進んだ際にラザフォード散乱をする確率 (左上)、散乱後の運動エネルギー (右上)、散乱角に対する CM 系のエネルギーを表している。ここで、 $E_A$  は  $D_2^+$  内の重陽子 A,B が散乱前に持っていた運動エネルギー、 $E_B$  は粒子 B が弾性散乱をして角度  $\theta$  に散乱された際の運動エネルギー、 $E_{cm}$  は重陽子 A と散乱後の重陽子 B の重心系のエネルギーである。

図より、 $E_d = 20 \text{ keV}$  の重陽子が Indium 中を 1nm 進んだとき、 $\theta \geq 10^\circ$  に散乱される確率は約  $5 \times 10^{-3}\%$  であり、その散乱による重陽子のエネルギーロスは最大でも  $1 \text{ keV}$  程度である。また、散乱角が小さくなるほど重心系のエネルギーは小さくなるため、ある程度 ( $\sim 20^\circ$ ) より前方に散乱されると反応にはほとんど寄与しなくなる。

### d+d 反応のターゲット密度

2 つの重陽子  $d_A, d_B$  がひとつの電子で束縛され、重水素イオン  $D_2^+$  を作っていると考え。また、 $d_A - d_B$  間の距離を  $r_{D_2^+}$  とし、その値は固定されているとする。 $d_A$  の位置を固定して考えたとき、 $d_B$  は  $d_A$  から距離  $r_{D_2^+}$  の球殻上に等方的に存在するはずである。このとき、球殻の表面積は  $4\pi r_{D_2^+}^2$  であり、その球殻上に重陽子が 1 つだけ存在することになる。

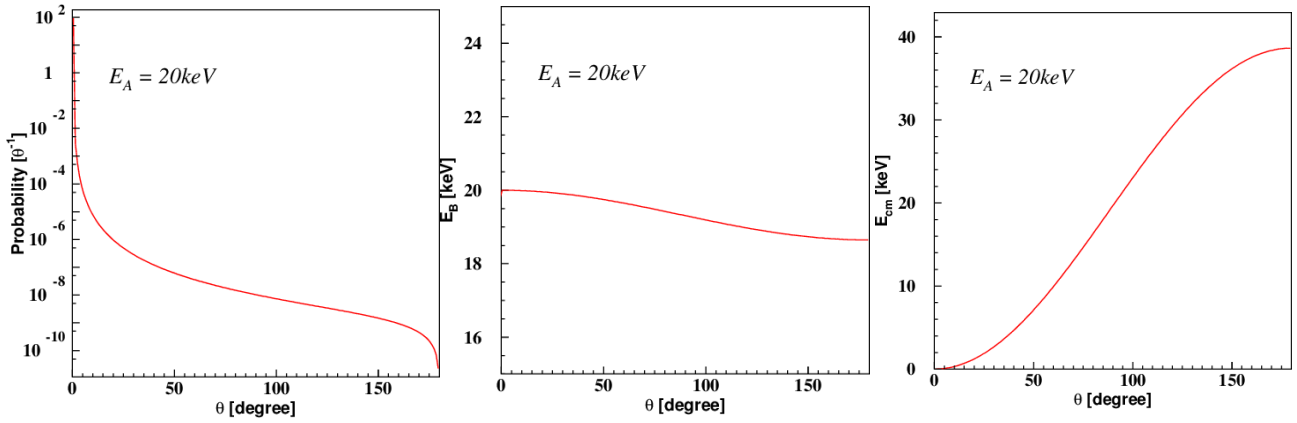


図 7.7: それぞれ、Indium 中を 1nm 進んだ際にラザフォード散乱をする確率 (左)、散乱後の運動エネルギー (中)、散乱角に対する CM 系のエネルギー (右) を表している。

従って、球殻を重陽子の層と見なしたとき、その面密度は  $(N - 1)/(4\pi r_{D_N^+}^2)$  である。ここで、 $N$  は 1 つの分子中に含まれる重陽子の数である。 $H_2^+$  の原子間距離は  $1.06 \text{ \AA}$  であることから、 $D_2^+$  でも同様であるとし、 $r_{D_2^+} = 1.06 \text{ \AA}$  として面密度  $\rho_{D_2^+}$  を計算すると、

$$\rho_{D_2^+} \sim 7.1 \times 10^{14} \text{ [atoms/cm}^2\text{]} \quad (7.3.7)$$

となる。また、同様の議論から  $H_3^+$  の原子間距離が  $0.90 \text{ \AA}$  であることから  $D_3^+$  でも同様であるとして、

$$\rho_{D_3^+} \sim 2.0 \times 10^{15} \text{ [atoms/cm}^2\text{]} \quad (7.3.8)$$

が求まる。

Indium によって散乱された重陽子を  $d_A$ 、そうでない方の重陽子を  $d_B$  とすれば、 $d_A$  は必ず  $d_B$  が作るこの球殻の層を通過する。従って、d+d 反応のターゲット密度には上記の値を使用した。

### 7.3.3 R をパラメータとした計算結果と、測定結果の比較

モデルに従い計算を行ったが、現状では式 (7.3.2) の  $R$  の自由度が存在する。従って、実験をもっとも良く再現する  $R$  を決定し、現状ではその  $R$  を採用することとする。結果と実験値の比較を以下に示す。なお、ここで示す比較対象は *Geometry3* で  $D_3^+$  ビームを使用したデータである。また、絶対値の議論を行う時以外は、計算された収量と実験値の収量が等しくなるように規格化を行っており、収量の議論をする際は、 $E_b = 20 \text{ keV}$  で収量が等しくなるように、スペクトルの議論をする際は各エネルギーごとに計算値に定数を掛け規格化している。 $R$  をパラメータとした計算結果と測定結果のヒストグラムの比較を図 7.8 に示す。赤線が Cooperative Colliding Model の計算値であり、黒が測定されたスペクトルである。全て  $E_d = 20 \text{ keV}$  の計算値及び測定値であるが、式 (7.3.2) に用いた  $R$  の値がそれぞれ異なる。 $R$  の値は左上から右下に向かって順に  $R=1, 0.9, 0.5, 0.1, 0.01, 0.0001$  である。 $R$  の値が小さくなるほど、計算値と測定値の一致が良くなっている事が分かる。しかし、 $R=0.0001$  以下ではほとんどスペクトルは変化しないようになる。

また、 $R$  をパラメータとしたときの計算値の収量を図 7.9 に示す。図は  $E_d = 20 \text{ keV}$  時の収量の  $R$  依存性を表しており、横軸が  $R$ 、縦軸が収量である。赤線が計算値であり、青線は測定に

より求めた  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  時の収量である。収量の計算値は  $R$  が小さくなるほど多くなり、 $R=0.0001$  程度で一定となり、その時、測定値にもっとも近づく。

これらのことより、 $R \leq 0.0001$  とした時、計算値が実験値をもっとも良く説明する事が分かる。これは  $\theta \geq 10^\circ$  に散乱した重陽子のうち、99.99%は多重散乱などで再び反応に寄与することを示している。従って、多重散乱の効果を考慮するために、In 中での 2 (3) 重陽子の軌跡を重陽子が静止するまで追跡するなどのシミュレートを行うことの必要性が示唆されるが、現状では  $R$  を用いることにより、その多重散乱の効果を考慮できていると考える。また、現状の計算に用いている散乱断面積では In 中での重陽子の散乱確率を過剰に見積もっている可能性も考えられ、ユニバーサルポテンシャルなどを用いる必要があるかもしれないが、これらは今後の課題とする。

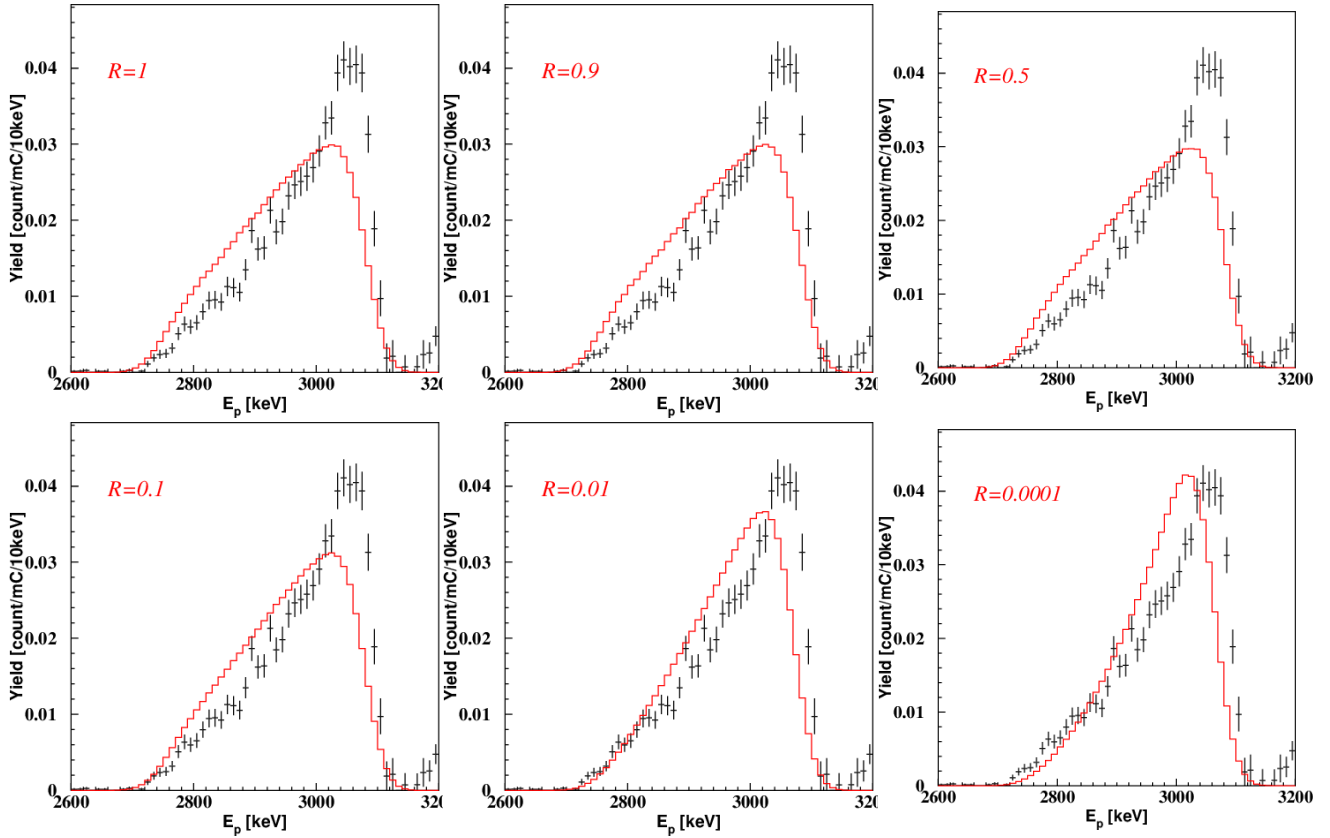


図 7.8:  $R$  をパラメータとした、Cooperative Colliding Model (赤) と測定されたスペクトル (黒) の比較。全て  $E_d = 20\text{keV}$  の計算値及び  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の測定値であるが、式 (7.3.2) に用いた  $R$  の値が異なる。 $R$  の値は左上から右下に向かって順に  $R=1, 0.9, 0.5, 0.1, 0.01, 0.0001$  である。 $R$  の値が小さくなるほど、計算値と測定値の一致が良くなっている。

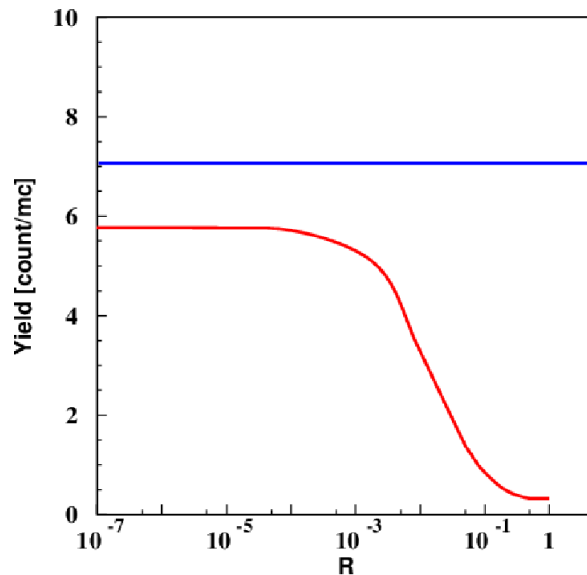


図 7.9:  $R$  をパラメータとした、Cooperative Colliding Model で計算された収量 (赤線) と測定により得られた収量 (青線)。  $E_d = 20\text{keV}$  の計算値及び  $E = 60\text{keV}$ ,  $D_3^+$  の測定値であり、式 (7.3.2) に用いた  $R$  の値による収量の変化を表している。 $R=0.0001$  程度から一定となる。



### 計算結果と測定値の比較

図 7.10 に  $R=0.0001$  の時の、 $d(d,p)t$  反応の計算結果と、測定結果の比較を示す。赤で書かれているのが計算されたスペクトルであり、黒点でプロットされているのが実験値である。なお、先述したように計算されたスペクトルの高さは各エネルギーごとに計算結果と実験値で収量が等しくなるように規格化されている。 $E = 30, 45keV$  のスペクトルでは非常に良く一致しているが、 $E = 15, 60keV$  においてピークの位置が約  $30keV$  ほどずれている。しかし、形状やエネルギーは良く一致しており、ピーク位置、幅の広がり、非対称性などの特徴を全て再現している。また、収量も  $E_d = 20keV$  に置いて、計算値：測定値  $\sim 1:1.2$  であり定量的にも実験結果を説明できている。

計算から得られた、 $E_p$  の  $\ln(d,d)\ln$  の散乱角度  $\theta$  との関係を図 7.11 に示す。左図は  $E_d = 20keV$  の時の、放出陽子のエネルギーと  $\ln(d,d)\ln$  による弾性散乱の散乱角度  $\theta$  の 2 次元プロットである。右図は左図を  $y$  軸側に射影したものであり、 $\theta$  と  $\theta$  方向に散乱した粒子による収量を示している。一定の  $\theta$  に対して  $E_p$  が広がりを持つのは、 $E_d, \phi$  によっても  $E_p$  が異なるためである。この図より、スペクトルの低エネルギー側は  $\theta$  が小さいときに生じ、高エネルギー側は  $\theta$  が大きい散乱で生じている事が分かる。

また、計算から得られた、 $E_p$  の各ステップへの入射エネルギー  $E_n$  との関係を図 7.12 に示す。 $E_d = 15keV$  の時の、放出陽子のエネルギー  $E_p$  と、各ステップへの入射エネルギー  $E_n$  の二次元プロットを表している。この図より、 $E_p$  の最小値と最大値は  $\ln$  に入射した直後の  $E_n = E_0$  の時のエネルギーで決まる事が分かる。

### 遮蔽ポテンシャルの決定

今回測定された反応は  $\ln$  中の伝導電子の影響を受けているはずであり、その伝導電子による遮蔽ポテンシャルを見積もる。遮蔽ポテンシャルを加えた反応断面積 (式 (2.2.3)) を用いて同様な計算を行い、測定データと比較することによって遮蔽ポテンシャルの大きさを得る。

図 7.13 に計算結果と測定値の比較を示す。図の横軸は入射エネルギーであり、縦軸の  $f$  は、測定された収量 ( $Y_{Exp}$ ) や計算から得た収量 ( $Y_{Calc}(U_s = XeV)$ ) を  $Y_{Calc}(U_s = 0eV)$  で割り  $E_d = 20keV$  で 1 となるように Normalize したものである。つまり、

$$f(E_d) = \alpha \frac{Y}{Y_{Calc}(U_s = 0eV)} \quad (7.3.9)$$

$$f(20keV) = 1.0 \quad (7.3.10)$$

である。ここで、 $\alpha$  は 2 式目を満たすための Normalize factor である。図の緑点は測定値であり、4 色のラインはそれぞれ  $U_s = 0eV$  (黒)、 $300eV$  (赤)、 $500eV$  (桃)、 $700eV$  (青) とした計算値である。これらのラインと測定値を比較すると  $U_s = 500eV$  (桃) がもっとも良く一致している。現状ではこれ以上細かい区切りでの計算は行われておらず、非常に Preliminary ではあるが、今回の方法で得られた遮蔽ポテンシャルは  $500eV$  程度とする。また、 $U_s = 500eV$  とすると、収量は  $E_d = 20keV$  に置いて計算値：測定値  $\sim 1:1.04$  であり、より良い一致が得られる。

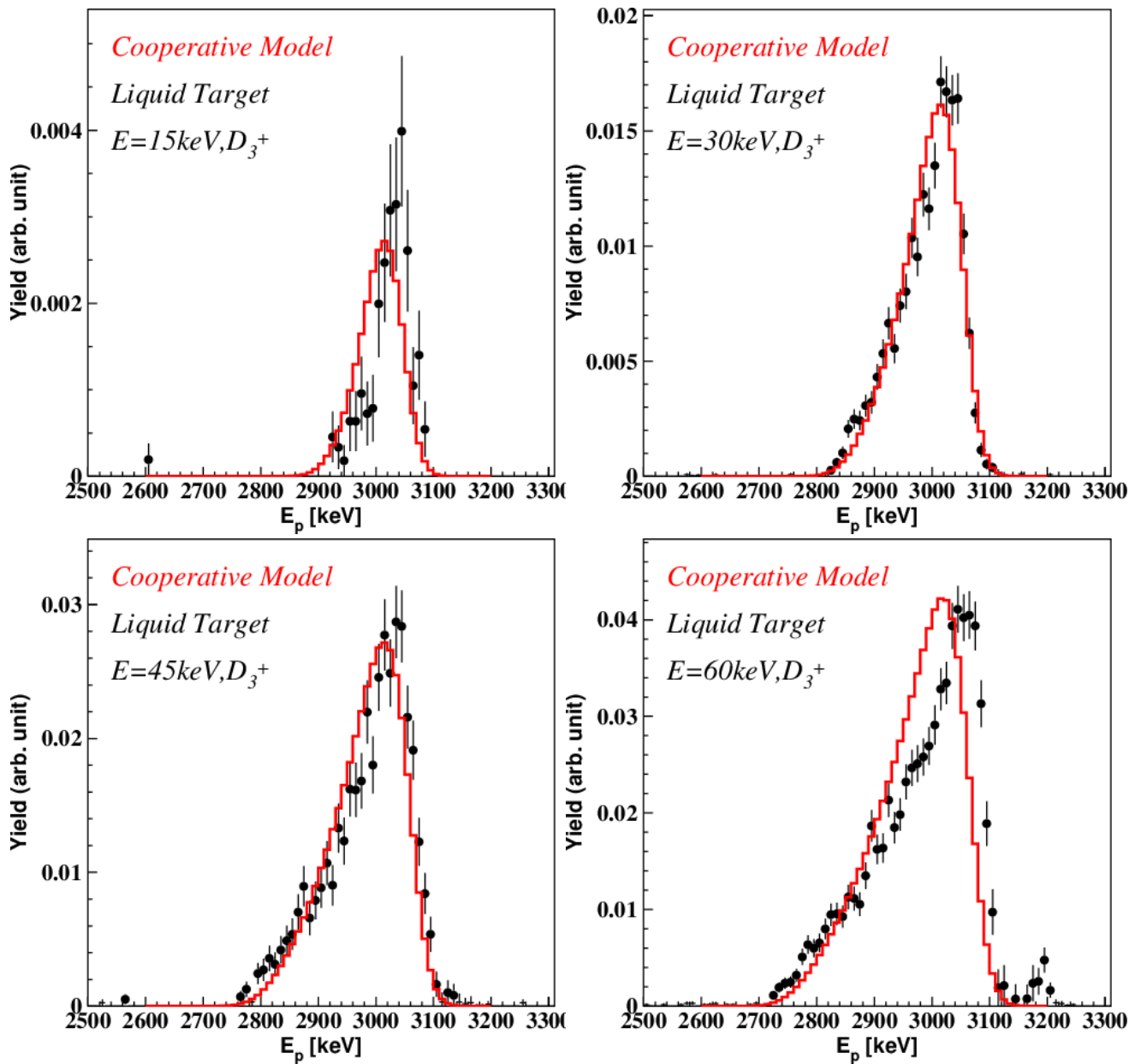


図 7.10: 測定されたスペクトル (黒) と、計算値 (赤) の比較。エネルギーは左上から 60, 45, 30, 15 keV,  $D_3^+$  である。

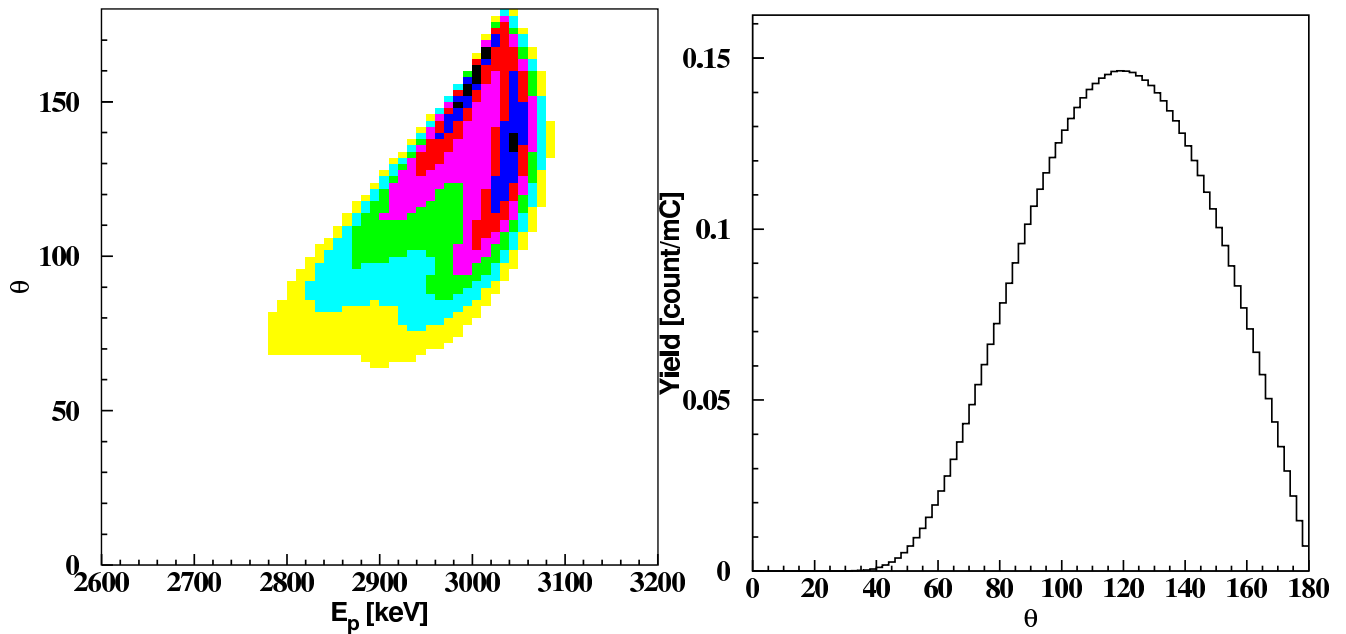


図 7.11:  $E_d = 20\text{keV}$  の時の、放出陽子のエネルギーと  $\text{In(d,d)In}$  による弾性散乱の散乱角度  $\theta$  の 2 次元プロット (左図)。右図は左図を  $y$  軸側に射影したものであり、 $\theta$  と  $\theta$  方向に散乱した粒子による収量を示している。

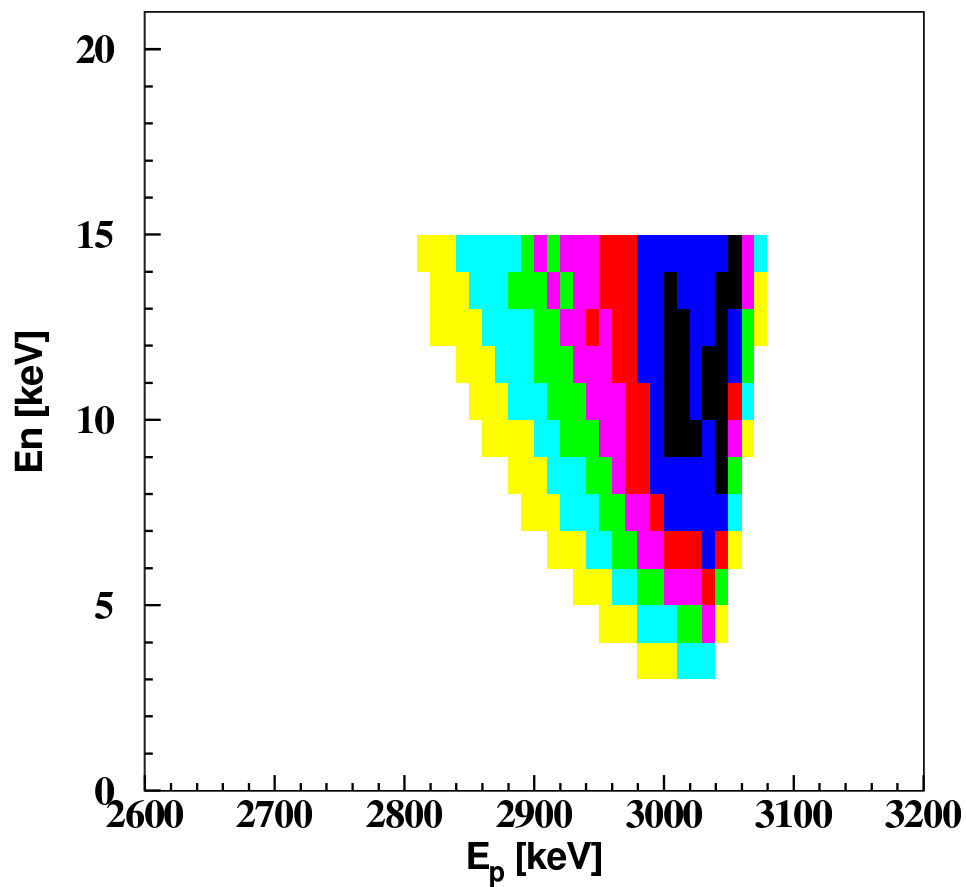


図 7.12:  $E_d = 15\text{keV}$  の時の、放出陽子のエネルギー  $E_p$  と、各ステップへの入射エネルギー  $E_n$  の 2 次元プロット。

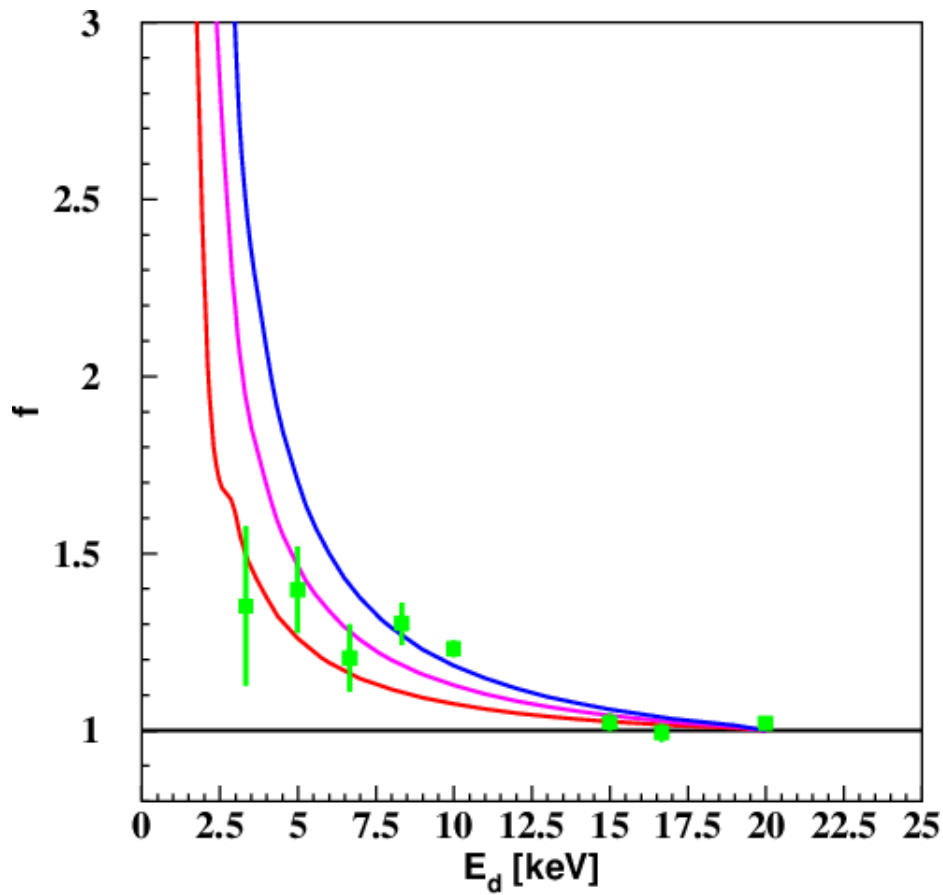


図 7.13: 遮蔽ポテンシャルごとの  $f$  の比較。緑点は測定値された収量 ( $Y_{exp}$ ) を  $U_s = 0eV$  として計算された収量 ( $Y_{Calc}(U_s = 0eV)$ ) で割り、 $E_d = 20keV$  で 1 となるように Normalize したものであり、4 色のラインはそれぞれ  $Y_{Calc}(U_s = XeV)/Y_{Calc}(U_s = 0eV)$  を  $E_d = 20keV$  で 1 となるように Normalize したものである。下から順に  $X=0eV$  (黒)、 $300eV$  (赤)、 $500eV$  (桃)、 $700eV$  (青) である。

### 7.3.4 Cooperative Colliding Model のまとめ

Cooperative Colliding Model を用いることにより、定性的、定量的に全ての実験事実を説明することができた。

現段階では常に  $R = 0.0001$  とし、液体金属中では  $\text{In}(d,d)\text{In}$  反応により散乱した重陽子の 99.99% が多重散乱などにより再び反応に寄与するとした計算結果がもっとも良く実験値を再現している。しかし、 $E = 60\text{keV}$  において、ピーク位置が  $\sim 30\text{keV}$  ほどずれているなど、細かなズレは存在するため、計算に用いた各断面積、エネルギーロスなどの細かい機構についてはまだまだ修正が必要であると思われる。

しかし、それらの修正を終えれば、この現象は非常に有用な測定方法となりうる。固体金属を用いた  $d+d$  反応の測定においては常に金属表面の汚染によるエネルギーロスや、標的重陽子密度などの不確定さが存在する。しかし、本実験では表面の汚染はエネルギースペクトルに現れるため、完全に排除することが可能である。標的重陽子密度も常に一定値となると考えられるため、これらの不確定性を排除した非常に正確な S-factor の測定を行うことができる。

そして、非常に Preliminary な解析ではあるが、図 7.13 に示すように、液体 In 中の  $d(d,p)t$  反応に対する遮蔽ポテンシャル  $U_s \sim 500\text{eV}$  であると得ることができた。また、このメカニズムによって実験事実を定量的に説明できるということは、液体 In 中には静止重陽子標的が存在しないことを意味している。これはおそらく液体標的では金属原子が格子構造を作らないことや、液体であることで標的中で対流が生じることなどのよると思われる。

## 第8章 結論

### 8.1 まとめ

液体 indium 中での  $d+d$  反応の異常な振る舞いの解明のため、液体及び固体 Indium 内にて  $d+d$  反応の測定を行い、Si 半導体検出器で  $d(d,p)t$  反応から放出される proton 及び triton を検出した。過去の研究 [2] では考慮していなかったディテクター全面のアルミ膜で生じる  $d+d$  反応を理解し、それをバックグラウンドとして引くことで、純粋な液体中で生じた  $d+d$  反応のスペクトルを得ることができた。[2] で見られた  $d+d$  反応の異常は主にこのアルミ膜による効果であった。固体中における  $d+d$  反応は 2 体反応で理解できるものであり、そのスペクトル及び収量に異常は見られなかった。しかし、液体中における  $d+d$  反応のスペクトルは固体時のものと比べピーク位置が高く、幅が広く、非対称性が大きく、2 体反応で理解できるものでは無かった。また、その収量も固体時と大きく異なっており、固体時と比較して収量が非常に低く、固体時に見られる、ビームカレント及び標的金属の温度に対する依存性が無く、逆に、固体時には見られない入射粒子の分子状態依存性があった。

これらの実験事実から Cooperative Colliding Model を考案し、定性的、定量的に実験事実を説明することに成功した。実験事実が Cooperative Colliding Model で定量的に説明できたことから、液体 In 中には静止重陽子標的はほぼ存在しないことが分かる。また、非常に preliminary なものではあるが、液体 Indium 中での  $d(d,p)t$  反応の遮蔽ポテンシャル  $U_s$  を求め、その値は  $U_s \sim 500\text{eV}$  となり、表 2.2 に示した、Raiola 等が実験により得た固体 In 中での  $U_s = 520 \pm 50\text{eV}$  と近い値が得られた。

### 8.2 今後の展望

今回の計算では式 (7.3.2) の  $R=0.0001$  となり、 $\text{In}(d,d)\text{In}$  による弾性散乱が過剰に見積もられている可能性がある。従って、弾性散乱の散乱断面積にユニバーサルポテンシャルを用いるなどの変更が必要であると思われる。また、計算されたスペクトルと測定値で一部のピーク位置が  $30\text{keV}$  程度ずれているなど、細かいずれもあるため、理論計算を煮詰める必要がある。

他の液体金属 (Bi, Sn, Tl, etc...) 中での  $d+d$  反応の測定によって得られる、ホスト金属による収量やスペクトルの違い、 $D_3^+$  ビームと  $D_2^+$  ビームの収量比のエネルギー依存性の測定などから液体金属内での散乱のより詳しい情報が得られるはずである。また、Cooperative Colliding Model は固体金属中でも生じているはずであるが、固体金属中の静止重陽子ターゲットとの  $d+d$  反応が支配的なため、見えていないものと考えられる。しかし、非常に薄い金属箔をターゲットに用いることにより、静止重陽子ターゲットを減らすことができ、また、 $d(d,p)t$  反応の proton, triton 両方を同時に捕らえ、典型的な 2 体反応を取り除くことによって固体中でもこのメカニズムの測定が行えると思われる。

また、本測定は標的密度が一定であり、金属表面の汚染に非常に敏感であるため、固体金属を用いた  $d+d$  反応の測定で存在する標的密度、表面の汚染などの不確定さを排除した、非常に正確な  $U_s$  の測定方法になりうる。



## 第9章 付録

### 9.1 D(d,p)T 反応の運動学

3次元平面での2体反応A(B,C)Dを考える。粒子A,B,C,Dそれぞれの質量を  $m_i (i = A, B, C, D)$ 、Lab系における運動量を  $P_i$ 、運動エネルギーを  $E_i$ 、CM'系における運動量を  $P_{iCM'}$ 、運動エネルギーを  $E_{iCM'}$ 、反応のQ値をQとする。

粒子Aの進行方向をz軸とするLab系において、粒子A,Bの運動量は次式で表される。

$$\vec{P}_A = \sqrt{2m_A E_A} (0, 0, 1) \quad (9.1.1)$$

$$\vec{P}_B = \sqrt{2m_B E_B} (\sin \theta_B \cos \phi_B, \sin \theta_B \sin \phi_B, \cos \theta_B) \quad (9.1.2)$$

CM'系を、各軸の方向はLab系と共通であり、Lab系に対して速度  $\vec{\beta}$  で移動し、 $\vec{P}_{1CM'} + \vec{P}_{2CM'} = 0$  である系とする。

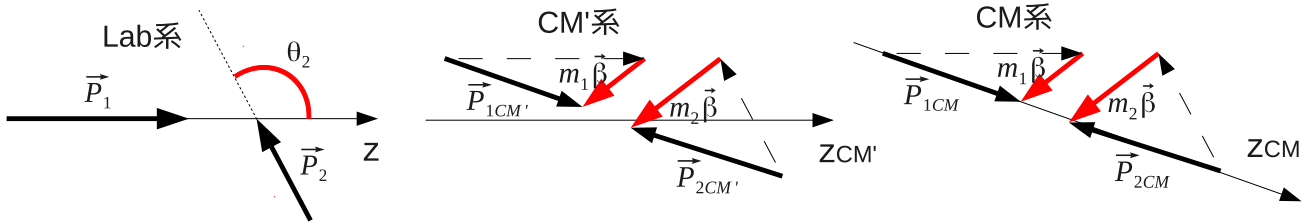


図 9.1: 座標設定。左から Lab 系、CM'系、CM系である。

そのとき  $\vec{\beta}$  は、

$$\vec{\beta} = -\frac{\vec{P}_A + \vec{P}_B}{m_A + m_B} \quad (9.1.3)$$

$$= -\frac{\sqrt{2m_B E_B}}{m_A + m_B} \left( \sin \theta_B \cos \phi_B, \sin \theta_B \sin \phi_B, \cos \theta_B + \sqrt{\frac{m_A E_A}{m_B E_B}} \right) \quad (9.1.4)$$



CM' 系における各粒子の運動量及びエネルギーは、

$$\vec{P}_{ACM'} = \vec{P}_A + m_A \vec{\beta} = \frac{m_B \vec{P}_A - m_A \vec{P}_B}{m_A + m_B} \quad (9.1.5)$$

$$\vec{P}_{BCM'} = -\vec{P}_{ACM'} \quad (9.1.6)$$

$$E_{ACM'} = \frac{m_B}{(m_A + m_B)^2} \left( m_B E_A + m_A E_B - 2 \cos \theta_B \sqrt{m_A m_B E_A E_B} \right) \quad (9.1.7)$$

$$E_{BCM'} = \frac{m_A}{(m_A + m_B)^2} \left( m_B E_A + m_A E_B - 2 \cos \theta_B \sqrt{m_A m_B E_A E_B} \right) \quad (9.1.8)$$

$$\begin{aligned} E_{CM'} &\equiv E_{ACM'} + E_{BCM'} \\ &= \frac{m_B E_A + m_A E_B - 2 \cos \theta_B \sqrt{m_A m_B E_A E_B}}{m_A + m_B} \end{aligned} \quad (9.1.9)$$

で表される。ここで、CM' 系における粒子 1,2 のエネルギーの和を  $E_{CM'}$  と定義した。

粒子 A,B が核反応を起こし、放出される粒子 C,D の CM' 系におけるエネルギーは、

$$E_{CCM'} = \frac{m_D}{m_C + m_D} (Q + E_{CM'}) \quad (9.1.10)$$

$$E_{DCM'} = \frac{m_C}{m_C + m_D} (Q + E_{CM'}) \quad (9.1.11)$$

で与えられる。また、 $E_C, \vec{P}_C$  を用いて、以下のようにも表すことができる。

$$\vec{P}_{CCM'} = \vec{P}_C + m_C \vec{\beta} \quad (9.1.12)$$

$$\begin{aligned} E_{CCM'} &= \frac{|\vec{P}_{CCM'}|^2}{2m_C} = \frac{|\vec{P}_C|^2}{2m_C} + \frac{1}{2} m_C |\vec{\beta}|^2 + \vec{P}_C \cdot \vec{\beta} \\ &= E_3 + \sqrt{2m_C E_C} |\vec{\beta}| \cos \theta' + \frac{1}{2} m_C |\vec{\beta}|^2 \end{aligned} \quad (9.1.13)$$

ここで、 $\vec{P}_C$  と  $\vec{\beta}$  が成す角を  $\theta'$  とした。(9.1.13) 式を  $E_C$  について解き、 $E_C$  の表式が以下のようになる。

$$E_C(E_A, E_B, \theta_B, \phi_B, \theta_C, \phi_C) = E_{CCM'} \left\{ \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta'} - \gamma \cos \theta' \right\}^2 \quad (9.1.14)$$

$$\gamma^2 \equiv \frac{\frac{1}{2} m_C |\vec{\beta}|^2}{E_{CCM'}} \quad (9.1.15)$$

ここで

$$|\vec{\beta}|^2 = \frac{2m_A E_A + 2m_B E_B + 4\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}{(m_A + m_B)^2} \quad (9.1.16)$$

$$\cos \theta' = -\frac{\sqrt{2m_B E_B} \sin \theta_B \sin \theta_C \cos(\phi_C - \phi_B) + \cos \theta_C (\sqrt{2m_B E_B} \cos \theta_B + \sqrt{2m_A E_A})}{\sqrt{2m_A E_A + 2m_B E_B + 4\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}} \quad (9.1.17)$$

である。

## 9.2 Lab 系における微分散乱断面積

重心系における微分散乱断面積は既知であり、2.1 節の断面積と 3.3 節の角分布にしたがう。重心系と実験室系における立体角の比を用いて、Lab 系における微分散乱断面積は以下のよう

に与えられる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{Lab}} \quad (9.2.1)$$

ここで、CM' 系を経由し、

$$\frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{Lab}} = \left(\frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{CM'}}\right) \left(\frac{d\Omega_{CM'}}{d\Omega_{Lab}}\right) \quad (9.2.2)$$

とすると、粒子 C の立体角比は以下のように与えられる。

### CM 系と CM' 系の立体角比

CM 系と CM' 系の変換は回転のみであるので、微小角  $d\theta, d\phi$  は変化しない。よって、

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{CM'}}\right) &= \frac{\sin \theta_{CM} d\theta_{CM} d\phi_{CM}}{\sin \theta_{CM'} d\theta_{CM'} d\phi_{CM'}} \\ &= \frac{\sin \theta_{CM}}{\sin \theta_{CM'}} \end{aligned} \quad (9.2.3)$$

となる。

CM 系は CM' 系の  $z$  軸を CM' 系における粒子 A の進行方向に変更した系である。従って、CM' 系における粒子 A の進行方向を  $\theta_{ACM'}, \phi_{ACM'}$  とすると、CM' 系から CM 系への変換は以下の回転行列で与えられる。

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta_{ACM'} & 0 & -\sin \theta_{ACM'} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_{ACM'} & 0 & \cos \theta_{ACM'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_{ACM'} & \sin \phi_{ACM'} & 0 \\ -\sin \phi_{ACM'} & \cos \phi_{ACM'} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (9.2.4)$$

粒子 C の CM' 系における進行方向を  $\theta_{CCM'}, \phi_{CCM'}$ 、CM 系における進行方向を  $\theta_{CCM}, \phi_{CCM}$  としたとき、式 (9.2.4) を用いて、

$$\tan \phi_{CCM} = \frac{\sin \theta_{CCM'} \sin (\phi_{CCM'} - \phi_{ACM'})}{\cos \theta_{ACM'} \sin \theta_{CCM'} \cos (\phi_{CCM'} - \phi_{ACM'}) - \sin \theta_{ACM'} \cos \theta_{CCM'}} \quad (9.2.5)$$

$$\cos \theta_{CCM} = \sin \theta_{ACM'} \sin \theta_{CCM'} \cos (\phi_{CCM'} - \phi_{ACM'}) + \cos \theta_{ACM'} \cos \theta_{CCM'} \quad (9.2.6)$$

が求まる。

## CM' 系と Lab 系の立体角比

CM' 系と Lab 系の変換では、他の慣性系に  
微小角も系の移動に伴い変化する。従って、

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\Omega_{CM'}}{d\Omega_{Lab}} \right) &= \frac{\sin \theta_{CM'} d\theta_{CM'} d\phi_{CM'}}{\sin \theta d\theta d\phi} \\ &= \frac{\partial(\cos \theta_{CM'})}{\partial(\cos \theta)} \left( \frac{\partial \tan \phi_{CM'}}{\partial \phi} \right) \left( \frac{\partial \tan \phi_{CM'}}{\partial \phi_{CM'}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (9.2.7)$$

となる。

(9.1.12) 式の  $\vec{P}_{CCM'}$  の各成分を書き下すと、

$$P_{CxCM'} = \sqrt{2m_C E_C} \sin \theta_C \cos \phi_C - \frac{m_C}{m_A + m_B} \sqrt{2m_B E_B} \sin \theta_B \cos \phi_B \quad (9.2.8)$$

$$P_{CyCM'} = \sqrt{2m_C E_C} \sin \theta_C \sin \phi_C - \frac{m_C}{m_A + m_B} \sqrt{2m_B E_B} \sin \theta_B \sin \phi_B \quad (9.2.9)$$

$$P_{CzCM'} = \sqrt{2m_C E_C} \cos \theta_C - \frac{m_C}{m_A + m_B} \left( \sqrt{2m_B E_B} \cos \theta_B + \sqrt{2m_A E_A} \right) \quad (9.2.10)$$

となり、これより、

$$\tan \phi_{CCM'} = \frac{P_{CyCM'}}{P_{CxCM'}} \quad (9.2.11)$$

$$\cos \theta_{CCM'} = \frac{P_{CzCM'}}{\sqrt{2m_C E_{CCM'}}} \quad (9.2.12)$$

これらの式から計算を行うと。

$$\frac{d\phi_{CCM'}}{d\phi_C} = \frac{P_{CxCM'} \left( \frac{\partial P_{CyCM'}}{\partial \phi_C} \right) - P_{CyCM'} \left( \frac{\partial P_{CxCM'}}{\partial \phi_C} \right)}{P_{CxCM'}^2 + P_{CyCM'}^2} \quad (9.2.13)$$

ここで、

$$\left( \frac{\partial P_{CxCM'}}{\partial \phi_C} \right) = -\sqrt{2m_C E_C} \sin \theta_C \sin \phi_C + \sqrt{2m_C} \sin \theta_C \cos \phi_C \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \phi_C} \right)$$

$$\left( \frac{\partial P_{CyCM'}}{\partial \phi_C} \right) = \sqrt{2m_C E_C} \sin \theta_C \cos \phi_C + \sqrt{2m_C} \sin \theta_C \sin \phi_C \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \phi_C} \right)$$

$$\left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \phi_C} \right) = \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \cos \theta'} \right) \left( \frac{\partial \cos \theta'}{\partial \phi_C} \right)$$

$$\left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \cos \theta'} \right) = \sqrt{E_{CCM'}} \left\{ -\gamma + \frac{\gamma^2 \cos \theta'}{\sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \theta'}} \right\}$$

$$\left( \frac{\partial \cos \theta'}{\partial \phi_C} \right) = \frac{\sqrt{2m_B E_B} \sin \theta_B \sin \theta_C \sin(\phi_C - \phi_B)}{\sqrt{2m_A E_A + 2m_B E_B - 4\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}}$$

同様に、

$$\frac{d(\cos \theta_{CCM'})}{d(\cos \theta_C)} = \frac{1}{\sqrt{2m_C E_{CCM'}}} \left( \frac{\partial P_{CzCM'}}{\partial (\cos \theta_C)} \right) \quad (9.2.14)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial P_{CzCM'}}{\partial (\cos \theta_C)} \right) &= \sqrt{2m_C E_C} + \sqrt{2m_C} \cos \theta_C \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \cos \theta_C} \right) \\ \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \cos \theta_C} \right) &= \left( \frac{\partial \sqrt{E_C}}{\partial \cos \theta'} \right) \left( \frac{\partial \cos \theta'}{\partial \cos \theta_C} \right) \\ \left( \frac{\partial \cos \theta'}{\partial \cos \theta_C} \right) &= \frac{\sqrt{m_B E_B} \sin \theta_B \cos \theta_C \cos (\phi_C - \phi_B) - \sin \theta_C (\sqrt{m_B E_B} \cos \theta_B + \sqrt{m_A E_A})}{\sin \theta_C \sqrt{m_A E_A + m_B E_B - 2\sqrt{m_A m_B E_A E_B} \cos \theta_B}} \end{aligned}$$

これらの式より、Lab 系における微分断面積が示される。

### 9.3 収量のエネルギー依存性

固体標的時などに見られる、通常の D+D 反応の収量のエネルギー依存性について述べる。標的に入射した重陽子は、標的中で徐々にそのエネルギーを失い、やがて静止する。その過程で、入射重陽子と標的中の重陽子が核反応を起こす確率が存在する。エネルギー  $E_d$  の重陽子が標的中を距離  $dx$  だけ進む間に核反応を起こす確率は、単位立体角あたり、

$$N_d(x) \left( \frac{d\sigma(E_d(x))}{d\Omega} \right)_{Lab} \quad (9.3.1)$$

と表せる。ここで  $N_d$  は標的となる重陽子の密度であり、 $(d\sigma/d\Omega)_{Lab}$  は実験室系での微分断面積である。従って、エネルギー  $E_d$  で標的に入射した粒子によって得られる、単位入射粒子数あたりの収量  $\text{Yield}_{\text{thick}}(E_d)$  は、

$$\text{Yield}_{\text{thick}} = \int_{\Omega_{Lab}} \int_0^X N_d(x) \left( \frac{d\sigma(E(x))}{d\Omega} \right) d\Omega_{Lab} dx \quad (9.3.2)$$

$$= \int_{\Omega_{Lab}} \int_0^{E_d} N_d(x) \left( \frac{d\sigma(E(x))}{d\Omega} \right) \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} d\Omega_{Lab} dE \quad (9.3.3)$$

と表される。ここで、 $X$  は入射重粒子の Range で、 $\Omega_{Lab}$  は検出器の被う立体角である。 $x \rightarrow E$  に変数変換することで、入射エネルギーと阻止能で表すことができる。

式??を見てわかる通り、式の中に積分が入っており、解析が複雑となる。従って、近似をし簡単な表式とすることを考える。

標的重陽子が静止しているならば、重心系のエネルギー  $E_{cm} = E_d/2$  であり、 $E_d = 20\text{keV}$  のときの  $\theta = 124, 142^\circ$  における角分布は  $W(124) \sim 1.00$ 、 $W(142) \sim 1.06$  である。従って、 $\theta = 124^\circ$  において角分布は無視できるが、 $\theta = 142^\circ$  においては無視できるとは言い難い。しかし、角分布を考慮した上で  $\text{Yield}_{\text{thick}}$  の近似は容易ではないため、角度分布を無視した状態での  $\text{Yield}_{\text{thick}}$  の表式を求める。

重心系での微分断面積の角分布が無視できるとき、

$$\int_{\Omega_{cm}} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cm} d\Omega_{cm} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cm} \Omega_{cm} \quad (9.3.4)$$

であり、

$$\sigma(E) = \int_{4\pi} \left( \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \right)_{cm} = 4\pi \left( \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \right)_{cm} \quad (9.3.5)$$

$$\left( \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} \right)_{cm} = \frac{\sigma(E)}{4\pi} \quad (9.3.6)$$

であるので、

$$\text{Yield}_{\text{thick}}(E_d) = \frac{\Omega_{cm}}{4\pi} \int_0^{E_d} N_d(E) \frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_{Lab}} \sigma(E) \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (9.3.7)$$

となる。この式の中でもっとも変化の大きい項は  $\sigma(E)$  であり、エネルギーが減少するに従って指数関数的に減少する。

その他の項はエネルギーの変化に対してゆっくりとしか変化しないため、次のような近似を行う。

- 立体角比 :  $\text{const.}(\sim 1)$
- S-factor :  $\text{const.}$
- $dE/dx : c\sqrt{E}$
- $N_d : \text{const.}$

これより、

$$\text{Yield}_{\text{thick}}^*(E_d) \sim C \int_0^{E_d} \frac{\exp(-44.39/\sqrt{E})}{E} \frac{1}{\sqrt{E}} dE \quad (9.3.8)$$

$$= C \exp(-44.39/\sqrt{E_d}) \quad (9.3.9)$$

が得られる。式 (9.3.3) と式 (9.3.9) により求めた Yield を比較すると以下の様になる。

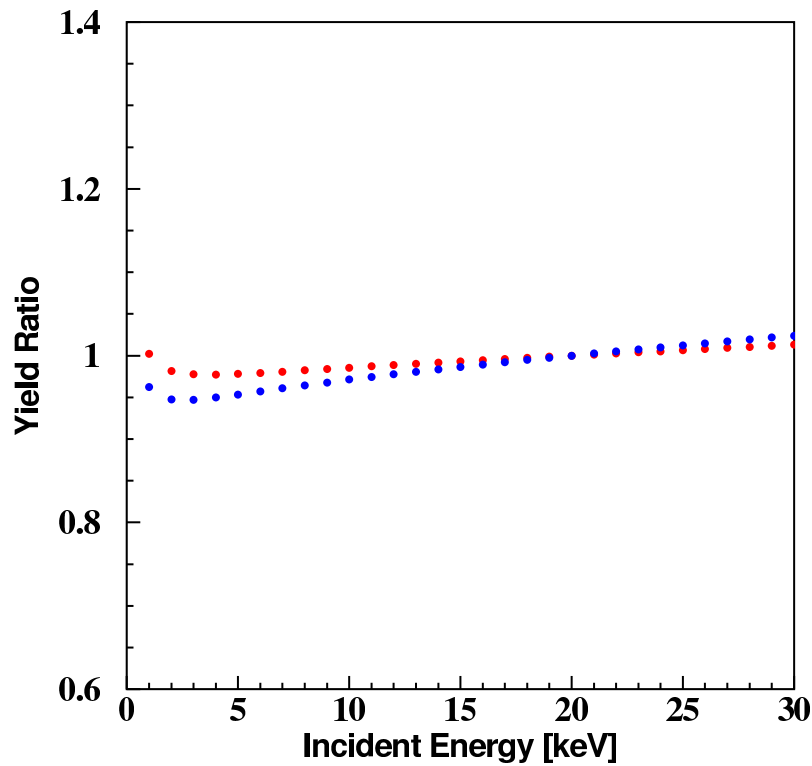


図 9.2:  $\theta = 124^\circ$ (赤) 及び、 $\theta = 142^\circ$ (青) において、式 (9.3.3) を数値積分した結果と式 (9.3.9) により求めた Yield の比較。Yield は 20keV で Normalize しており、それぞれ、2.5%, 5.3% 以内に収まっている。

## 9.4 測定されたスペクトル

以下にバックグラウンドなどを差し引いた後の最終的なスペクトルを全て示す。

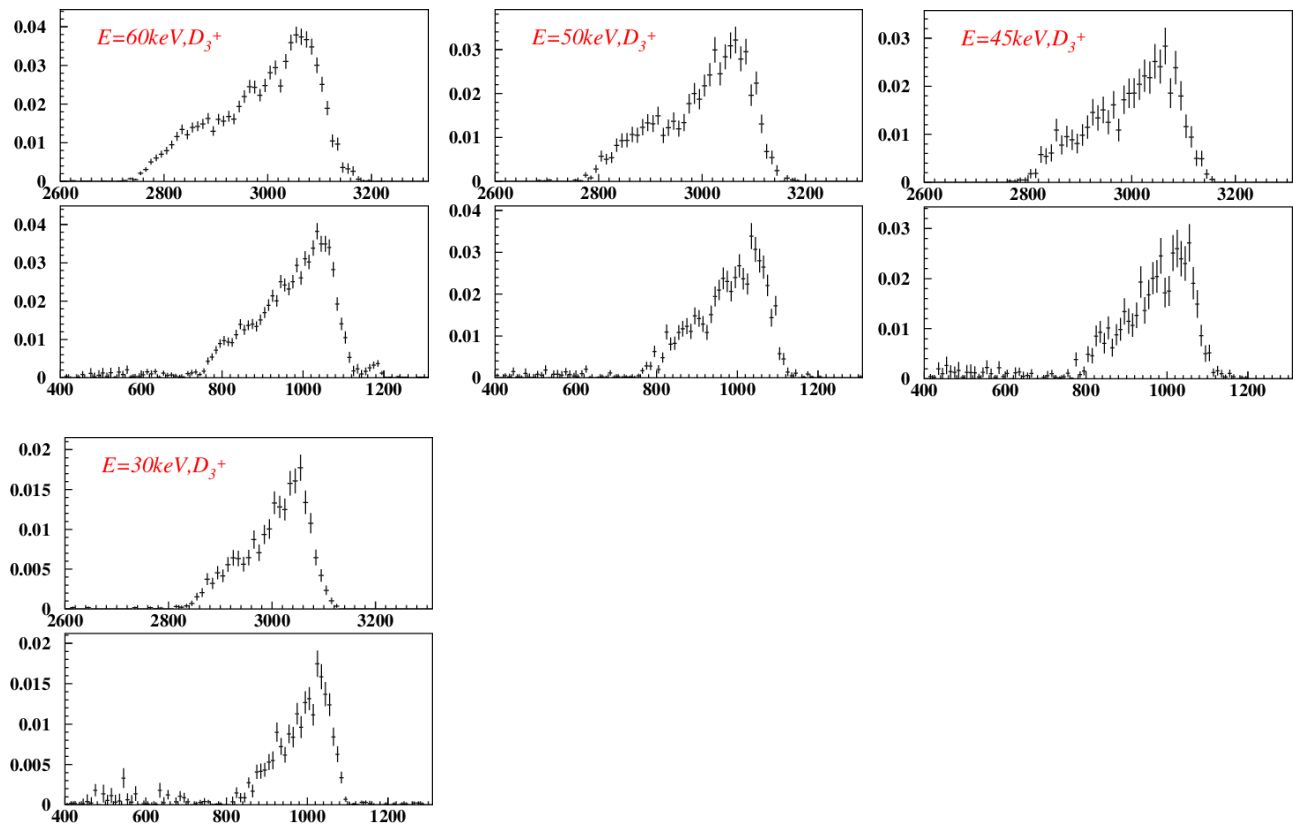


図 9.3: 液体標的、Geometry2 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E=60, 50, 45, 30 \text{ keV}$ 、 $D_3^+$ 。

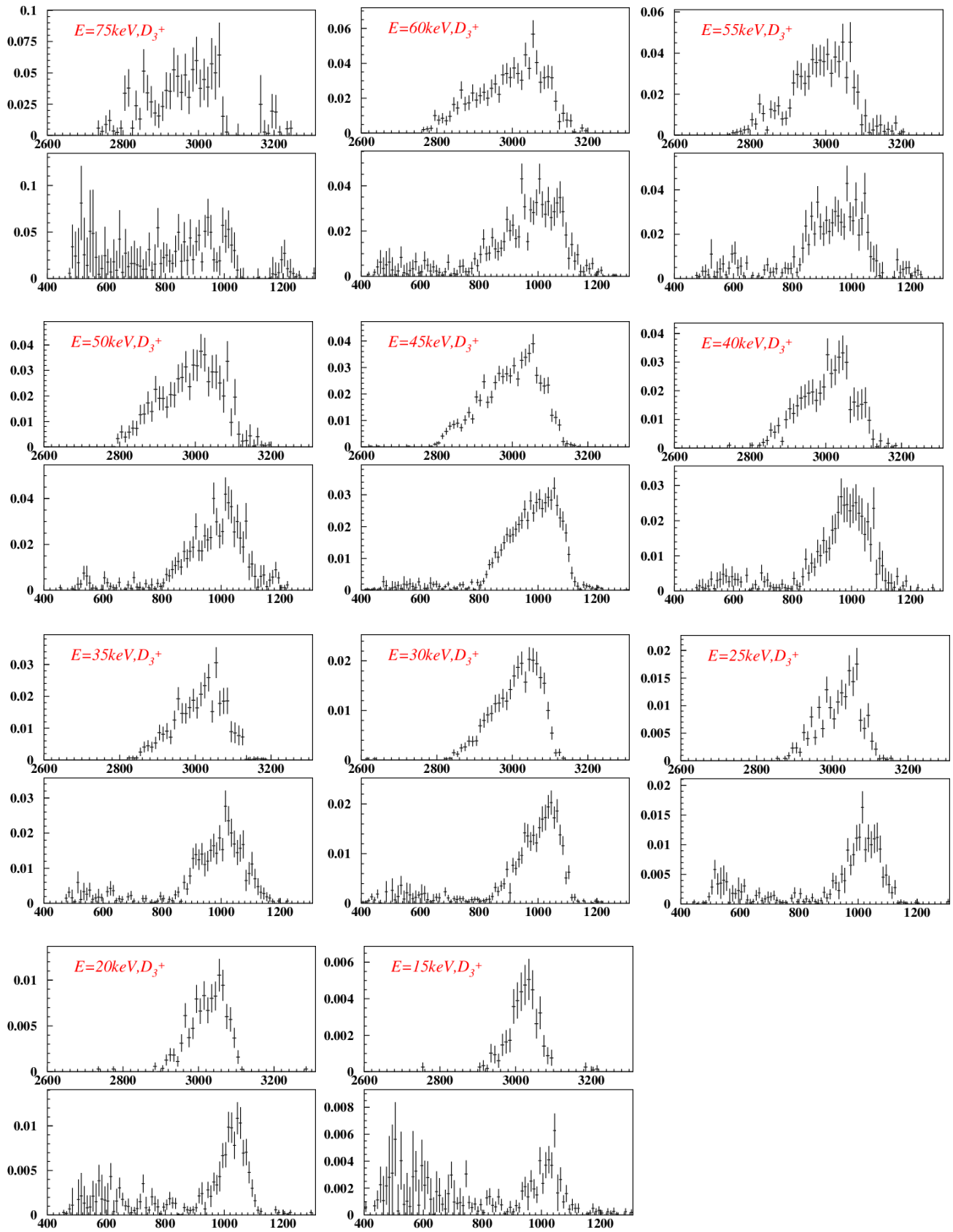


図 9.4: 液体標的、Geometry1 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E=75, 60, 55, 50, 45, 40, 35, 30, 25, 20, 15 \text{ keV}$ 、 $D_3^+$ 。



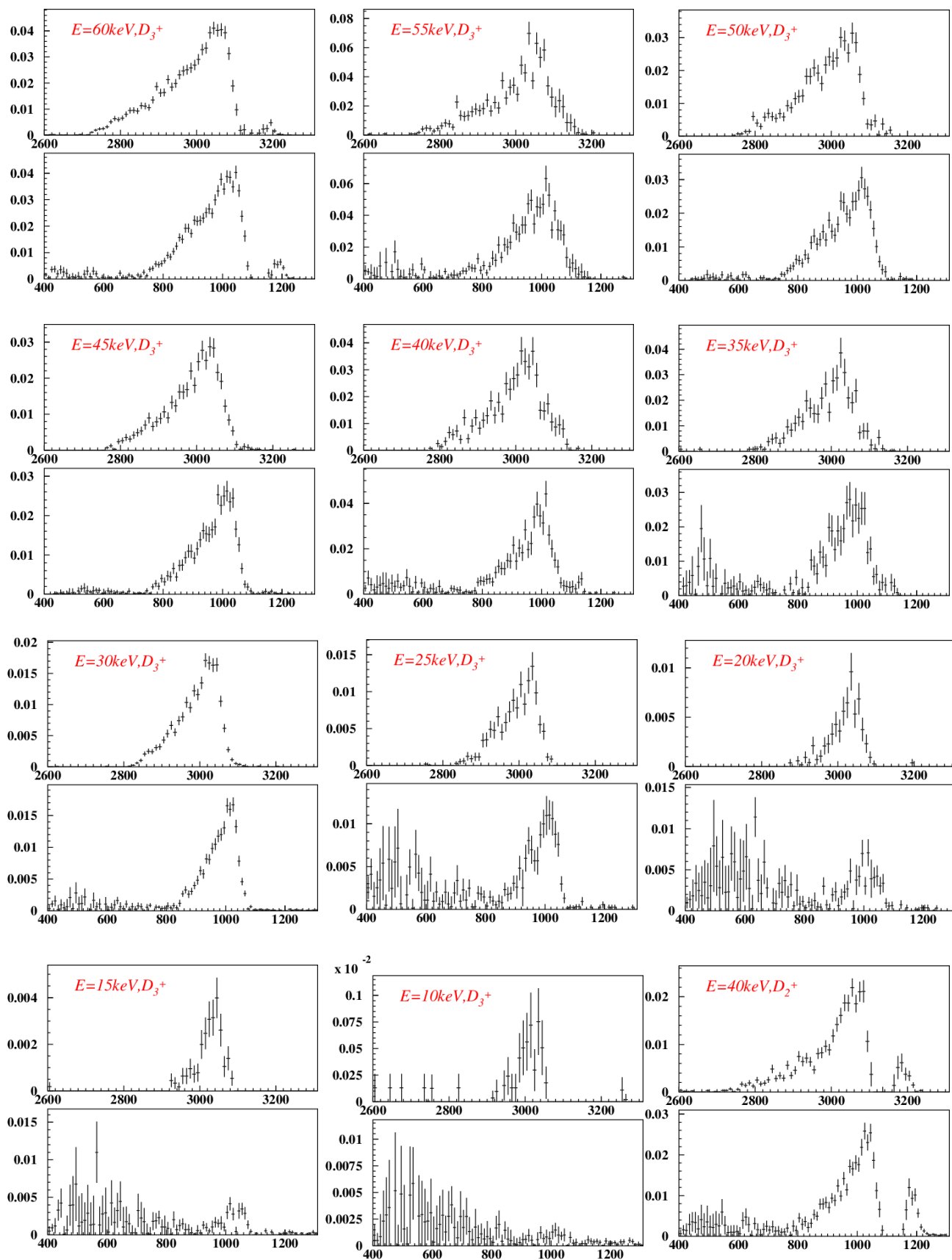


図 9.5: 液体標的、Geometry3 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E = 60, 55, 50, 45, 40, 35, 30, 25, 20, 15, 10$  keV,  $D_3^+$  である。

以下に固体標的時のスペクトルを示す。

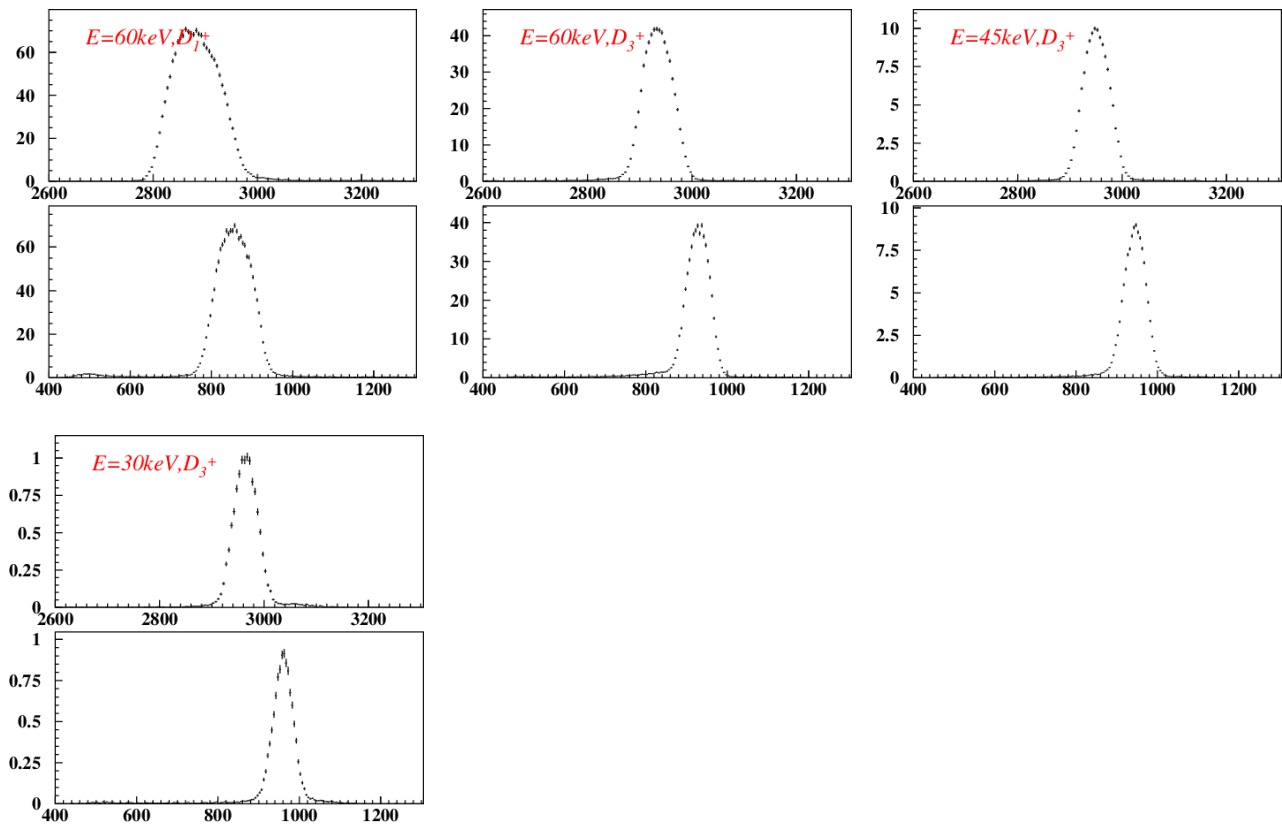


図 9.6: 固体標的、Geometry1 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E = 60\text{keV}, D^+$ ,  $E=60, 45, 30\text{keV}, D_3^+$  である。

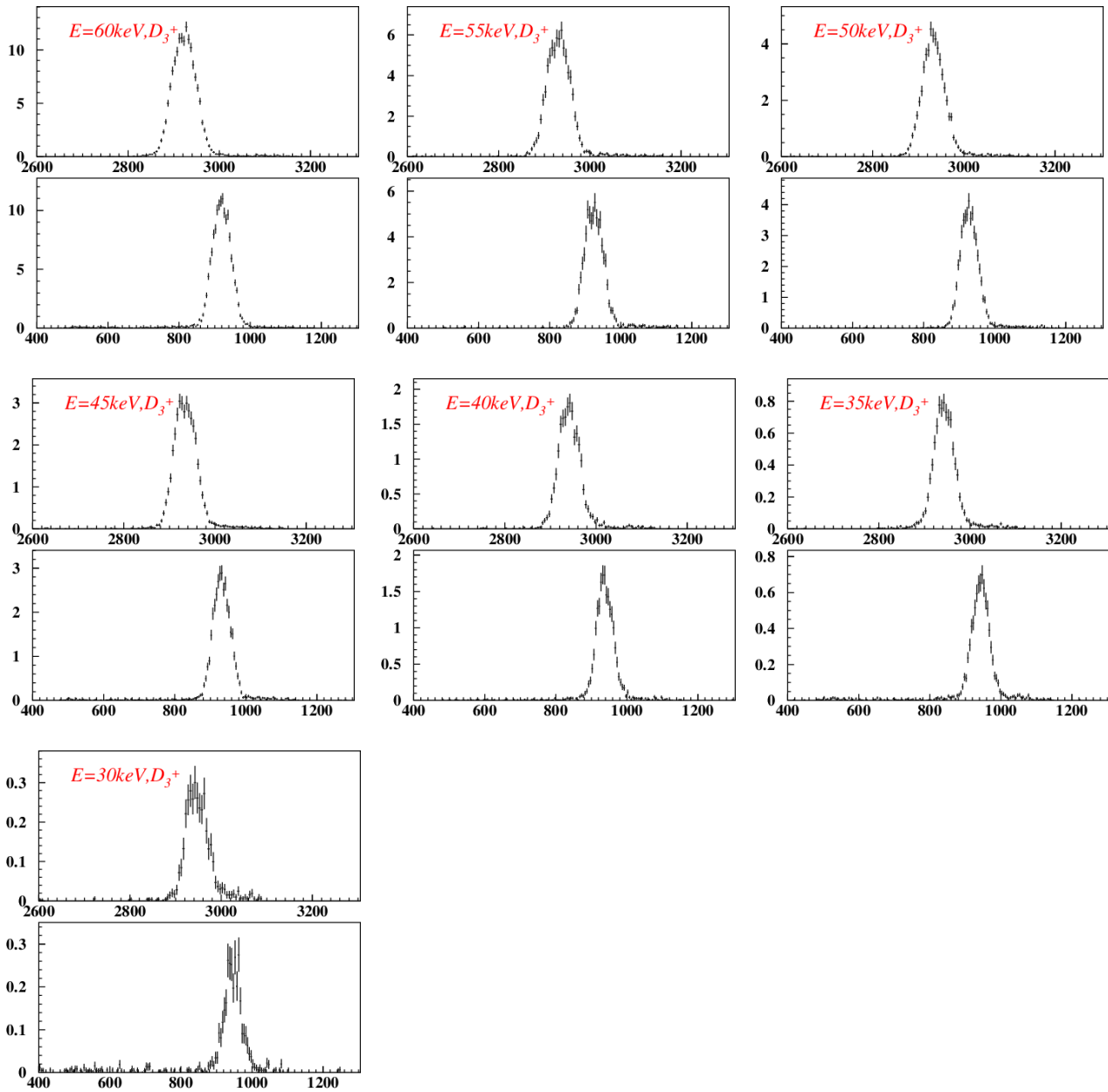


図 9.7: 固体標的、Geometry2 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E=60, 55, 50, 45, 40, 35, 30\text{keV}, D_3^+$  である。

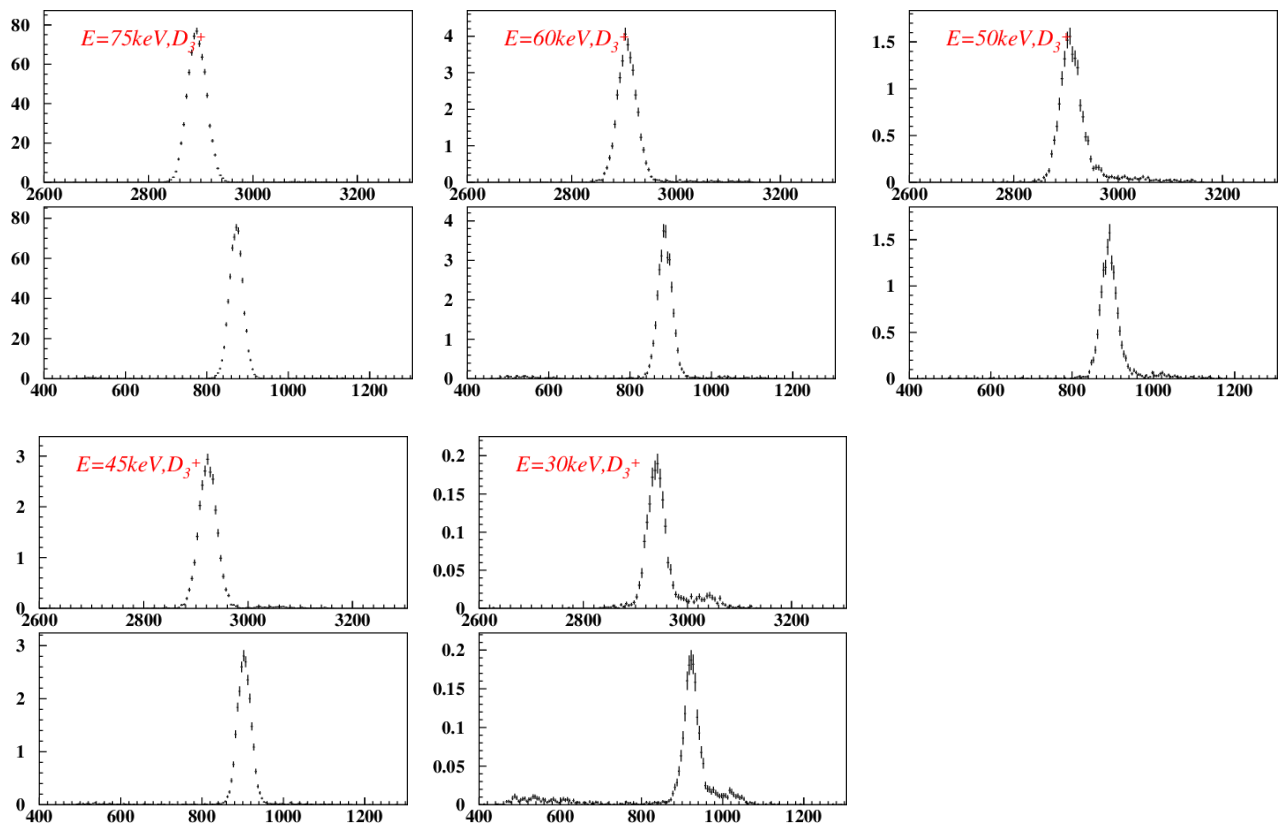


図 9.8: 固体標的、Geometry3 の Proton 及び Triton のエネルギー分布。上が Proton で、下が Triton である。入射エネルギーは左上から順に  $E=75, 60, 50, 45, 30 \text{ eV}, D_3^+$ 、 $40 \text{ keV}, D_2^+$  である。

## 9.5 測定結果表

以下に液体 In 中での測定の結果を示す。 $N_p$  はバックグラウンドを引いた後の数である。なお、エラーには系統誤差は含まれていない。

### 陽子

$E$ [keV]	Beam	Geometry	$N_e$ [mC]	$N_p$	$N_{Back}$	$Y_p$
75	$D_3$	1	16.76	$172 \pm 14$	$25 \pm 4$	$10.24 \pm 0.81$
60	$D_3$	1	98.02	$862 \pm 40$	$122 \pm 27$	$8.79 \pm 0.41$
55	$D_3$	1	67.20	$481 \pm 29$	$111 \pm 19$	$7.16 \pm 0.44$
50	$D_3$	1	84.28	$557 \pm 38$	$156 \pm 29$	$6.61 \pm 0.45$
45	$D_3$	1	330.06	$2105 \pm 59$	$240 \pm 38$	$6.38 \pm 0.18$
40	$D_3$	1	101.45	$486 \pm 33$	$103 \pm 25$	$4.79 \pm 0.33$
35	$D_3$	1	144.49	$535 \pm 32$	$78 \pm 22$	$3.70 \pm 0.22$
30	$D_3$	1	348.15	$1029 \pm 34$	$19 \pm 10$	$2.954 \pm 0.097$
25	$D_3$	1	228.66	$423 \pm 26$	$44 \pm 16$	$1.85 \pm 0.11$
20	$D_3$	1	339.83	$364 \pm 20$	$9 \pm 7$	$1.070 \pm 0.060$
15	$D_3$	1	393.58	$164 \pm 13$	$0 \pm 0$	$0.416 \pm 0.033$
60	$D_3$	2	849.47	$6364 \pm 98$	$670 \pm 57$	$7.49 \pm 0.12$
50	$D_3$	2	350.26	$1960 \pm 47$	$56 \pm 15$	$5.59 \pm 0.13$
45	$D_3$	2	193.79	$894 \pm 30$	$2 \pm 2$	$4.61 \pm 0.15$
30	$D_3$	2	656.16	$1392 \pm 37$	$0 \pm 0$	$2.121 \pm 0.057$
60	$D_3$	3	688.48	$4885 \pm 72$	$644 \pm 18$	$7.09 \pm 0.10$
55	$D_3$	3	112.00	$1046 \pm 42$	$425 \pm 27$	$9.34 \pm 0.37$
50	$D_3$	3	304.28	$1437 \pm 38$	$32 \pm 3$	$4.72 \pm 0.13$
45	$D_3$	3	389.45	$1554 \pm 40$	$20 \pm 3$	$3.99 \pm 0.10$
40	$D_3$	3	136.94	$710 \pm 28$	$65 \pm 10$	$5.19 \pm 0.21$
35	$D_3$	3	110.84	$467 \pm 22$	$17 \pm 4$	$4.22 \pm 0.20$
30	$D_3$	3	1346.33	$2637 \pm 51$	$4 \pm 1$	$1.959 \pm 0.038$
25	$D_3$	3	367.27	$471 \pm 22$	$0 \pm 0$	$1.282 \pm 0.059$
20	$D_3$	3	263.30	$160 \pm 13$	$0 \pm 0$	$0.608 \pm 0.048$
15	$D_3$	3	524.92	$131 \pm 11$	$0 \pm 0$	$0.250 \pm 0.022$
10	$D_3$	3	761.63	$36 \pm 6$	$0 \pm 0$	$0.0473 \pm 0.0079$
40	$D_2$	3	604.97	$1699 \pm 43$	$506 \pm 13$	$2.808 \pm 0.071$
20	$D_1$	3	363.03	$12 \pm 4$	$7 \pm 1$	$0.0337 \pm 0.0061$

表 9.1: 各列は左から入射全エネルギー、入射粒子、Geometry、入射クーロン数、検出陽子数、バックグラウンド数、収量を表している。

## 三重陽子

$E$ [keV]	Beam	Geometry	$N_e$ [mC]	$N_t$	$N_{Back}$	$Y_t$
75	$D_3$	1	16.76	$169 \pm 14$	$73 \pm 5$	$10.083 \pm 0.81$
60	$D_3$	1	98.02	$753 \pm 38$	$158 \pm 27$	$7.685 \pm 0.39$
55	$D_3$	1	67.20	$446 \pm 31$	$144 \pm 23$	$6.63 \pm 0.46$
50	$D_3$	1	84.28	$552 \pm 39$	$166 \pm 31$	$6.55 \pm 0.46$
45	$D_3$	1	330.06	$1981 \pm 58$	$251 \pm 37$	$6.00 \pm 0.18$
40	$D_3$	1	101.45	$448 \pm 33$	$105 \pm 25$	$4.42 \pm 0.32$
35	$D_3$	1	144.49	$511 \pm 33$	$90 \pm 25$	$3.54 \pm 0.23$
30	$D_3$	1	348.15	$997 \pm 33$	$57 \pm 11$	$2.863 \pm 0.096$
25	$D_3$	1	228.66	$378 \pm 26$	$63 \pm 17$	$1.65 \pm 0.11$
20	$D_3$	1	339.83	$358 \pm 20$	$27 \pm 8$	$1.055 \pm 0.060$
15	$D_3$	1	393.58	$176 \pm 13$	$18 \pm 1$	$0.446 \pm 0.034$
60	$D_3$	2	849.47	$5920 \pm 85$	$596 \pm 36$	$6.97 \pm 0.10$
50	$D_3$	2	350.26	$1925 \pm 45$	$59 \pm 11$	$5.50 \pm 0.13$
45	$D_3$	2	193.79	$875 \pm 30$	$5 \pm 2$	$4.51 \pm 0.15$
30	$D_3$	2	656.16	$1349 \pm 37$	$46 \pm 3$	$2.056 \pm 0.056$
60	$D_3$	3	688.48	$4753 \pm 70$	$521 \pm 11$	$6.90 \pm 0.10$
55	$D_3$	3	112.00	$1023 \pm 35$	$238 \pm 13$	$9.13 \pm 0.31$
50	$D_3$	3	304.28	$1459 \pm 38$	$39 \pm 3$	$4.80 \pm 0.13$
45	$D_3$	3	389.45	$1476 \pm 38$	$36 \pm 3$	$3.791 \pm 0.099$
40	$D_3$	3	136.94	$714 \pm 27$	$25 \pm 2$	$5.21 \pm 0.20$
35	$D_3$	3	110.84	$423 \pm 21$	$19 \pm 3$	$3.82 \pm 0.19$
30	$D_3$	3	1346.33	$2489 \pm 50$	$111 \pm 3$	$1.849 \pm 0.037$
25	$D_3$	3	367.27	$456 \pm 21$	$51 \pm 2$	$1.243 \pm 0.058$
20	$D_3$	3	263.30	$176 \pm 13$	$32 \pm 1$	$0.669 \pm 0.050$
15	$D_3$	3	524.92	$169 \pm 13$	$49 \pm 1$	$0.322 \pm 0.025$
10	$D_3$	3	761.63	$167 \pm 13$	$80 \pm 1$	$0.219 \pm 0.017$
40	$D_2$	3	604.97	$1944 \pm 48$	$904 \pm 20$	$3.214 \pm 0.080$
20	$D_1$	3	363.03	$32 \pm 6$	$57 \pm 3$	$0.087 \pm 0.014$

表 9.2: 各列は左から入射全エネルギー、入射粒子、Geometry、入射クーロン数、検出三重陽子数、バックグラウンド数、収量を表している。



## 関連図書

- [1] Y. Toriyabe *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 054620 (2012).
- [2] E. Yoshida, 液体 In 中の低エネルギー D + D 反応の研究, 修士論文 (2010).
- [3] K. Fang *et al.*, JPSJ **80**, 084201 (2011).
- [4] S. Engstler *et al.*, Phys. Lett. B **202** 179 (1988).
- [5] S. Engstler *et al.*, Phys. Lett. B **279** 20 (1992).
- [6] U. Griefe *et al.*, Z Phys. A **351** 107 (1995).
- [7] J. Kasagi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 3718 (1995).
- [8] F. Raiola *et al.*, Phys. Lett. B **547**, 193 (2002).
- [9] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **13**, 377 (2002).
- [10] K. Czerski *et al.*, Europhys. Lett. **54**, 449 (2001)
- [11] K. Czerski *et al.*, Europhys. Lett. **68**, 363 (2004)
- [12] K. Czerski *et al.*, Eur. Phys. J. A **27**, 83 (2006)
- [13] G. Gamow., Z. Phys. 47, **7** (1975).
- [14] A. Krauss *et al.*, Nucl. Phys. **A465**, 150 (1987).
- [15] F. E. Cecil *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 1178 (1993).
- [16] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
- [17] E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. **72**, 399 (1947).
- [18] H. H. Andersen and J. F. Ziegler, Hydrogen stopping powers and ranges in all elements, Pergamon, New York (1977)
- [19] J. F. Ziegler, Helium stopping power and ranges in all elements, Pergamon, New York (1977)
- [20] C. Varelas and J. Biersack, Nucl. Inst. Meth. **79**, 213 (1970).
- [21] Dong Nyung Lee., Materials Sci and Eng. **51**, 213 (1981).
- [22] S. Kimura, N. Takigawa, M. Abe and D. M. Brink, Phys. Rev. C **67**, 022801 (2003).



- [23] 滝川昇, 木村幸恵., J. Plasma Fusion Res. Vol. **79**, No.9, 891 (2003).
- [24] J. Kasagi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 3718 (1995).
- [25] F. Raiola *et.al.*, Phys. Lett. B **547**, 193 (2002).
- [26] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **13**, 377 (2002).
- [27] F. Raiola *et al.*, Eur. Phys. J. A **19**, 283 (2004).
- [28] C. Kittel 著、宇野良清、津屋昇、森田章、山下次郎共訳、『キッテル固体物理学入門(上)』、丸善株式会社 (1998).
- [29] 一丸節夫、『プラズマの物理』、産業図書株式会社 (1981)
- [30] J. F. Ziegler, SRIM, <http://www.srim.org/>

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々からのご指導とご協力を頂きました。この場を借りて心から感謝申し上げます。

笠木治郎太研究教授には本研究の直接の指導をして頂きました。本研究のテーマを与えていただき大変感謝しております。物理的なことのみではなく、実験に対する心構えや実験データに対する態度など研究者としての姿勢も学ばせていただきました。ありがとうございました。

清水肇教授にはゼミを始め様々な機会を通して物理を学ばせていただきました。また、物理のみならず何事に対しても本質的に考える姿勢を学ばせていただきました。本来なら分野の異なる研究にも関わらず、快く背中を押していただき、大変感謝しております。ありがとうございました。

村松憲仁氏にはミーティング等で解析や、実験結果の物理的な背景について鋭いご指摘をいただきました。ありがとうございました。

石川貴嗣氏には解析や物理に関することのみでなく、言葉の使い方や文章構成といった非常に基本的な事から教えていただきました。ありがとうございました。

山崎寛仁氏にはミーティングやセミナーで適切な指摘をしていただき、その度に自分の理解を深めることができました。ありがとうございました。

宮部学氏には解析の手法や計算機に関することなど様々なことを教えていただきました。また、ゼミを通して実験を行うに当たって必要な知識を学ばせていただきました。些細な質問にも一つ一つ丁寧に答えていただき、感謝しております。ありがとうございました。

松田一衛氏、柴崎義信氏には実験装置の作成や改修に非常にお世話になりました。実験をここまで続けることができたのもお二人や、他の技術職員の皆様のおかげです。ありがとうございました。

橋本亮氏には実験や解析においてご指導いただきました。それらのご指導のおかげで研究や実験を進行させることができました。ありがとうございました。

梶本新一氏には他の方とは違った切り口からの御助言や指摘をいただき、物理へのより深い理解へとつながりました。ありがとうございました。

土川雄介氏には同室の先輩として、また博士課程に進学した先輩として多くのことでお世話になりました。些細な質問から解析手法、物理的な知識、博士課程についてなど、様々なことでお世話になりました。ありがとうございました。

中村聡彦氏には同じ研究グループの先輩として、解析ツールの使い方や、プログラミング言語など非常に多くのことを教えていただきました。ありがとうございました。

谷口雄亮氏、山崎竜司氏は同じ研究グループの同期として普段の研究生活だけでなく、私生活でもお世話になりました。お互いの研究内容は異なってはいましたが、異なる視点からの意見を頂き、非常に良い刺激となりました。ありがとうございました。

天谷達哉氏、宮本嵩也氏は研究グループは違いましたが、電子光理学研究センターの同期として公私ともに非常にお世話になりました。共に励ましあいながら2年間過ごしていかれたことはよい経験となりました。ありがとうございました。

直接の面識はありませんが、核物理学・凝縮系核科学グループに在籍されていた多くの先輩方の実験及び解析の積み重ねによって本研究を行うことができました。ありがとうございました。

電子光物理学研究センター内の他の研究グループスタッフの皆様や卒業された先輩方にはセミナーなどの様々な場面で細やかな御指導をして頂きました事を心より感謝致します。また、事務および安全管理の皆様には様々な手続き等でご迷惑をお掛けすることがありましたが、皆様のおかげで修士課程を無事に終えることができました。ありがとうございました。

最後に大学院まで通わせてくれた家族と、色々な場面で助け支えてくれた友人達に感謝いたします。ありがとうございました。